



РУКОВОДСТВА К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ ПО МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКЕ

1981

X
2495
ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра общей физики

РУКОВОДСТВА К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ ПО МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКЕ

ТАРТУ 1981

Составитель Я.Салым.

Утверждено на заседании совета физико-химического
факультета 24 октября 1980 года.

TRU Roomington

Предисловие

Настоящий сборник содержит руководства к лабораторным работам по молекулярной физике, рекомендуемые в первую очередь студентам физического отделения для практикумов по курсу общей физики. Отдельные руководства из этого сборника могут быть использованы для физпрактикума студентам и других специальностей.

Работы, включенные в сборник, в течение многих лет выполнялись в Тартуском государственном университете и соответствуют всесоюзной программе по физическому практикуму для государственных университетов.

Большинство руководств имеет прототипы в различных сборниках руководств, используемых для практикумов в каких-либо вузах (большинство в сборнике [1]), но руководства, включенные в настоящий сборник, в разное время перерабатывались сотрудниками кафедры общей физики ТГУ. Отмечаем здесь фамилии сотрудников, позднее всех занимавшихся переработкой. Если руководство в большой степени совпадает с ранее опубликованным, то в квадратных скобках имеется соответствующая ссылка. 1. - [1] Х.Р.Ихер, Я.И.Сальм, 2. - Я.И.Сальм, 3. - [1], 4. - [1] Х.Р.Ихер, Т.А.Мюрсепп, 5. - 1, 6. - [1], 7. - Я.И.Сальм, 8. - [1] Х.Я.Окс, 9. - [1] Х.Р.Ихер, 10. - [4] Т.А.Мюрсепп, 11. - [3] Т.А.Мюрсепп, 12. - [1] Х.Р.Ихер, 13. - [1], Т.А.Мюрсепп, 14. - Я.И.Сальм, 15. - Х.Мюрк, Я.И.Сальм, 16. - Я.И.Сальм.

В руководстве указывается, каково задание, перечисляются принадлежности и, как правило, делается теоретическое введение в работу, даются достаточно подробные указания по ходу работы. В руководстве имеются дополнительные вопросы и задания для проверки знаний и глубины понимания изучаемого явления студентом.

Задания формулируются кратко, разъяснения находятся в

остальном тексте, особенно в описании хода работы. Теоретические основы работы нужно изучить до выполнения работы, используя литературу и контрольные вопросы, помещенные под отметкой "до практикума". Непосредственно перед выполнением работы следует внимательно ознакомиться с принадлежностями и в процессе выполнения работы необходимо тщательно следовать всем указаниям, данным в руководстве, чтобы сохранить в целости все представленное и полностью выполнить все задание. Для студентов физического отделения желательным является выполнение и дополнительных заданий, помещенных в руководстве под отметкой "после практикума". По данному пункту дополнительно проконсультироваться у руководителя практикума.

Порядок оформления протокола-отчета к выполненной работе можно найти в [2].

Для оценки точности измерений в некоторых руководствах даны специальные указания, в некоторых нет, однако, нужно оценить точность (предельную погрешность) во всех работах, кроме 16-ой.

Наличие довольно детальных руководств не должно препятствовать творческому подходу к выполнению работ, что могло бы выразиться, например, в поиске возможностей уточнения методики измерений.

Предпосылками к хорошим результатам являются глубокая теоретическая подготовка до практикума, внимательная и спокойная работа в лаборатории и оформление подробного и аккуратного протокол-отчета вместе с анализом ошибок измерений.

Литература

1. Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Сост. А.Т.Белянкин и др. М., "Наука", 1967.
2. Х.Рейссар, Я.Сальм. Общие инструкции к практикуму по физике, требования техники безопасности и методические указания. Тарту, ТТУ, 1973.
3. J.Lang, G.Mets, A.Pae. Füüsika praktikum. Tln., 1960.
4. Üldmõõtmiste, mehhaanika ja molekulaarfüüsika praktikumi tööjuhendid. Koost. E.Tamm. Tartu, TRÜ rotaprint, 1968.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ЖИДКОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО МЕТОДУ СТОКСА

1. Задание

Определение коэффициента внутреннего трения жидкости (масла) по методу Стокса при различных температурах. Нахождение эмпирической формулы зависимости коэффициента внутреннего трения от температуры.

2. Принадлежности

Термостат УТ-10, сосуд с водой, содержащий стеклянный сосуд с исследуемой жидкостью, стальные шарики, 2 секундомера, электрический нагреватель.

3. Теоретическое введение

Вследствие того, что между молекулами реальной жидкости действуют силы сцепления, появляются силы, противодействующие движению макроскопических частей жидкости друг относительно друга.

Такое сопротивление движению характеризуется силами внутреннего трения. При ламинарном течении на слой жидкости, движущийся со скоростью v , покоящаяся часть жидкости действует с силой внутреннего трения, значение которой определяется формулой Ньютона:

$$F = \eta S \frac{dv}{dz}, \quad (1)$$

где S — площадь рассматриваемого слоя жидкости,

$\frac{dv}{dz}$ — производная скорости течения в направлении, перпендикулярном к поверхности слоя жидкости,

η — коэффициент внутреннего трения жидкости или ее динамическая вязкость.

Сила внутреннего трения F перпендикулярна градиенту скорости (вектору, показывающему направление, в котором изменение скорости максимально, и численно равному производной от скорости в этом направлении) и противодействует движению слоя

жидкости относительно прилегающих к нему слоев.

Если в жидкости движется твердое тело, которое данная жидкость полностью смачивает (т.е. силы притяжения между молекулами этого твердого тела и жидкости больше, чем силы сцепления между молекулами самой жидкости), то тонкий слой жидкости прилипает к поверхности тела. Этот слой движется вместе с телом как единое целое и увлекает за собой прилегающие к нему слои жидкости. Таким образом, сила сопротивления движению полностью смачиваемого тела существенно зависит от вязкости жидкости и не зависит от вещества этого тела.

В силу наличия внутреннего трения при движении тел в реальной жидкости распределение скоростей вокруг движущегося тела очень сложно. Чем больше скорость движения тела, тем большие вихри образуются вокруг него и тем больше отличаются силы давления на тело спереди и сзади него.

Соотношение между силами инерции и силами внутреннего трения характеризуется числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho \cdot v \ell}{\eta}, \quad (2)$$

где ρ — плотность жидкости,

v — средняя скорость течения,

ℓ — характерный линейный размер поперечного сечения потока (при течении в трубе с круглым сечением, например, диаметр трубы).

Значение числа Рейнольдса определяет и характер течения: при малых его значениях течение ламинарно; начиная с т.н. критического значения $Re_{кр}$ течение становится турбулентным. В случае трубы круглого сечения $Re_{кр} \approx 2300$.

В общем задача движения в жидкости твердого тела очень сложна и решена она лишь в некоторых частных случаях. Так, например, при движении шарообразного твердого тела в неограниченно вязкой среде сила сопротивления этому движению определяется законом Стокса^{*}:

$$\vec{F} = -6\pi\eta r \vec{v}, \quad (3)$$

^{*} Закон выведен в 1851 году английским физиком Г.Г.Стоксом.

где r — радиус шара,

\bar{v} — скорость тела относительно бесконечно далекой точки.

Закон этот применим при условии, что радиус шара больше, чем длина свободного пробега молекул среды, а число Рейнольдса мало. Относительная погрешность, допускаемая при вычислении силы сопротивления по формуле Стокса (по сравнению с экспериментальной), выраженная в процентах, приведена в следующей таблице:

Таблица I

$Re \cdot 10^2$	1,2	1,6	2,0	4,0	6,0	8,0	10
$\delta \%$	0,1	0,25	0,4	0,8	1,1	1,4	1,6

Величина δ определяет методическую ошибку, допускаемую при применении формулы Стокса. Таблица составлена по экспериментальным данным многих исследователей, причем погрешность, определяемая разбросом данных, $\Delta\delta = 0,1 \dots 0,2 \%$.

Для определения коэффициента внутреннего трения по методу Стокса опускают в исследуемую жидкость маленький тяжелый шарик и наблюдают его падение в жидкости. При этом на шарик действует три силы: сила тяжести, архимедова сила и сила сопротивления. При соответствующем подборе параметров силы эти быстро уравниваются, и шарик начинает двигаться равномерно со скоростью v_0 . Если обозначить плотность шарика ρ , плотность жидкости ρ_1 , радиус шарика r , а коэффициент внутреннего трения жидкости η , то равновесие сил запишется в виде равенства

$$\frac{4}{3} \pi r^3 \rho g - \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_1 g - 6 \pi \eta r v_0 = 0,$$

откуда

$$\eta = \frac{2(\rho - \rho_1) g r^2}{9 v_0}. \quad (4)$$

Полученная формула справедлива с точностью, определяемой приведенной выше таблицей только при условии неограниченной среды (жидкости). В реальных условиях опыта нет слоев жидкости, бесконечно удаленных от падающего шарика и покоящихся относительно сосуда. Поэтому в сосуде конечных размеров гра-

диент скорости в жидкости, увлекаемой падающим шариком, будет больше, а следовательно, будет больше и сила сопротивления. При падении шарика в вертикальном цилиндрическом сосуде с радиусом R_1 , вдоль его оси формула коэффициента внутреннего трения жидкости должна быть записана в виде:

$$\eta = \frac{2(\rho - \rho_1) g r^2}{9 v_0 (1 + 2,4 \frac{\eta}{R_1})} \quad (5)$$

Величины, входящие в формулы (4) и (5), определяются из эксперимента, а значение коэффициента внутреннего трения может быть вычислено из этих формул с учетом вышеуказанных условий.

Коэффициенты внутреннего трения жидкостей и газов сильно зависят от температуры, но характеры зависимости в обоих случаях существенно различны. Коэффициент внутреннего трения жидкости уменьшается с повышением температуры.

Тепловое движение молекул в жидкости сводится в основном к колебаниям внутри потенциальной ямы, созданной ее ближайшим окружением, и перескоком ее в новое положение равновесия. Ориентировочно, за секунду молекула в жидкости меняет свое положение $\sim 10^8$ раз, совершая между двумя последовательными перескоками $\sim 10^3 \dots 10^5$ колебаний. Величина перескоков, т.е. расстояние между двумя соседними положениями молекул, практически не зависит от внешнего давления и температуры и не превышает порядка диаметра молекулы.

Минимальная энергия ΔW , необходимая молекуле для перескока в новое положение равновесия, называется энергией активации данной жидкости. Энергия активации зависит от степени упорядоченности молекул и от величины межмолекулярных сил. Чем больше средняя энергия теплового движения молекул (пропорциональная абсолютной температуре T), тем чаще молекула получает энергию активации и совершает перескоки. Совершая перескоки, молекулы переносят и импульсы, что выражается в явлении внутреннего трения.

По теории Я.И.Френкеля

$$\eta = A \exp \left(\frac{\Delta W}{kT} \right), \quad (6)$$

где A — коэффициент с размерностью коэффициента внутреннего трения, слабо меняющийся с температурой,
 k — постоянная Больцмана.

4. Описание установки

Для определения температурной зависимости вязкости жидкости необходимо поддерживать в относительно большом объеме жидкости в течение довольно продолжительного времени постоянную температуру. Для этого пользуются водяным термостатом. Принцип устройства термостата описан в руководстве к работе ФП I — 30.

В настоящей работе для поддержания в сосуде I постоянной температуры воды пользуются термостатом УТ-10, основной частью которого являются сосуд 2, реле 3 и насос 4, находящийся в сосуде 2. Нагревателем служит биспираль, мощность которой определяется одним из положений семитактного переключателя реле 5.

Положение 0 — выключено,

Н0 — включен насос и управляющее напряжение,

Н1 — как Н0, но включена еще нагревательная мощность 270 Вт,

Н2 — как Н0, но нагревательная мощность равна 400 Вт,

Н3 — как Н0, но нагревательная мощность равна 800 Вт,

Н4 — как Н0, но нагревательная мощность равна 1200 Вт.

Для понижения температуры в термостате можно пропускать через змеевик (выводы 6) охлаждающую жидкость. За рабочим режимом контактного термометра 8 можно наблюдать с помощью сигнальной лампы 7. Для более точного определения температуры пользуются лабораторным термометром 9. Отверстие, через которое в сосуд наливается вода, закрыто пробкой 10, находящаяся в дне сосуда трубка стока воды закрыта с помощью винта 11. Для обеспечения циркуляции воды между термостатом УТ-10 и сосудом I, содержащим исследуемое масло, служит насос. Из

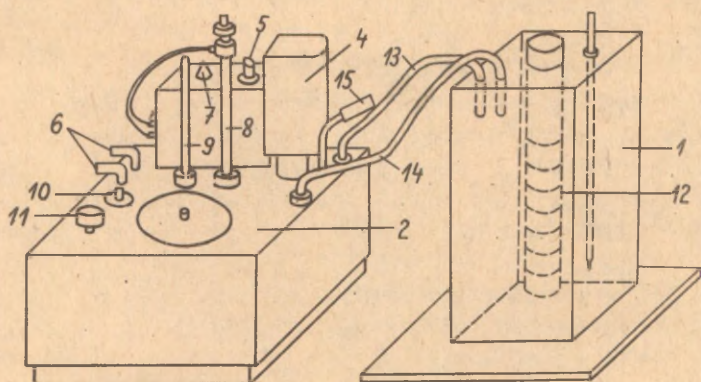


Рис. I. Схема опытной установки.

двойных насосов мы пользуемся только одним, причем через трубу I3 вода выливается, а через трубу I4 всасывается обратно. Мощность потока воды регулируется с помощью рычага I5. Для ускорения нагрева можно временно включать дополнительный нагреватель.

В мензурку с исследуемым маслом шарик следует опускать по ее оси, которая должна быть расположена вертикально.

5. Ход работы

Для определения коэффициента внутреннего трения при постоянной температуре следует сделать предварительно контрольный опыт для определения расстояния, на котором движение шарика становится равномерным. Для этого служат два секундомера и шкала на мензурке. После этого опыт при установленной температуре производится по меньшей мере с тремя шариками.

Для получения температуры выше комнатной установим на контактном термометре нужную температуру и включим с помощью переключателя 5 нагрев максимальной мощности; при надобности можно для ускорения нагрева включить дополнительный нагреватель, который следует выключить, как только сигнальная лампа 7 погаснет. После того, как температура установилась и по ре-

тому горения сигнальной лампы подобрана подходящая мощность нагрева (лампочка горит около 50 % времени), можно приступать к измерениям. Контрольный опыт следует делать для каждой температуры, а измерения делать по меньшей мере при пяти разных температурах от комнатной до 70°C . Надо иметь в виду, что масло в мензурке нагревается медленнее, чем вода в термостате. Температура не должна превышать 70°C !

Значение η вычисляется для каждой температуры как среднее трех опытов. Затем строятся графики $\eta = f(T)$ и $\ln \eta = f(\frac{1}{T})$. Из второго графика по наклону прямой определяется энергия активности ΔW данной жидкости.

У первого графика должны быть построены также прямоугольники погрешности для каждой исходной точки. Для этого нужно исходить из предельных погрешностей величин, входящих в формулу (5).

После этого вычисляется число Рейнольдса и методическая ошибка, которая допускается при применении формулы Стокса в данных условиях. Какова будет погрешность, если вместо формулы (5) пользоваться формулой (4)?

6. Дополнительные вопросы и задачи

6.1. До практикума.

1. Объяснить механизм внутреннего трения в жидкостях и газах. Как зависит η от температуры в том и другом случае?
2. Каков порядок величины η для воды при комнатной температуре [3]?
3. Какова должна быть мощность насоса (максимальна или минимальна) для получения наилучших результатов термостатирования? Почему?
4. Как определяется минимальная температура, при которой в наших условиях возможно включение термостата?
5. Показать, что число Рейнольдса Re величина безразмерная.

6.2. После практикума.

1. Каков может быть максимальный радиус шарика ($\rho = 10^3$

кг/м³), с помощью которого при определении коэффициента внутреннего трения воздуха ($\eta = 1,8 \cdot 10^{-5}$ Па · с) методическая ошибка не превышает 1 %?

2. Каково соотношение между единицами вязкости СИ и СГС?
3. Чему равна основная погрешность используемого при измерениях контактного термометра?

7. Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики I. М., 1973, с. 210-220.
2. А.Н.Зайдель. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., Наука, 1967.
3. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 317-321.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ ЗАТУХАЮЩИХ КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ДИСКА

1. Задание

Определение коэффициента внутреннего трения (вязкости) исследуемой жидкости из затухающих крутильных колебаний диска.

2. Принадлежности

Подвешенный на проволоке металлический диск, ванна для жидкости, круговая шкала, секундомер, термометр, исследуемая жидкость, эталонная жидкость (дистиллированная вода), средства для очистки.

3. Теория метода

Массивный металлический диск подвешен на проволоке так, что ось проволоки (ось вращения) проходит через центр масс диска (рис. 1). Диск снабжен указателем. С помощью указателя

и круговой шкалы определяют угловые амплитуды крутильных колебаний.

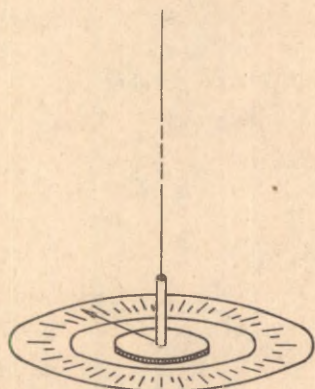


Рис. I.

Схема опытной установки

трения, который измеряется моментом сил трения, действующих на диск, вращающийся с единичной угловой скоростью.

Решение уравнения (I) имеет вид

$$\varphi = \phi_0 e^{-\delta t} \sin(\omega t + \psi) = \phi(t) \sin(\omega t + \psi), \quad (2)$$

где ϕ_0 - начальная амплитуда,

$$\omega = \sqrt{\frac{\mathcal{D}}{J} - \frac{\kappa'^2}{4J^2}} \quad - \text{круговая частота колебаний,}$$

ψ - начальная фаза,

$$\delta = \frac{\kappa'}{2J} \quad - \text{коэффициент затухания,}$$

$$\phi(t) = \phi_0 e^{-\delta t} \quad - \text{амплитуда колебаний в момент времени } t$$

Круговую частоту можно выразить следующим образом

$$\omega = \sqrt{\frac{\mathcal{D}}{J} - \frac{\kappa'^2}{4J^2}} = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}, \quad (3)$$

Если поместить диск в жидкость и привести его в состояние крутильных колебаний, то вследствие действия сил трения в жидкости колебания будут затухать. Дифференциальное уравнение затухающих крутильных колебаний имеет вид

$$J\ddot{\varphi} = -\mathcal{D}\varphi - \kappa'\dot{\varphi}$$

или

$$\ddot{\varphi} + 2\frac{\kappa'}{J}\dot{\varphi} + \frac{\mathcal{D}}{J}\varphi = 0, \quad (I)$$

где φ , $\dot{\varphi}$ и $\ddot{\varphi}$ соответственно угловое смещение, угловая скорость и угловое ускорение,

J - момент инерции диска,

\mathcal{D} - модуль кручения проволоки,

κ' - коэффициент момента сил

где ω_0 - круговая частота колебаний при отсутствии затухания,
 Величину, обратную коэффициенту затухания, называют временем релаксации

$$\tau = \frac{1}{\delta}.$$

Это время, в течение которого амплитуда колебаний убывает в $= 2,718...$ раз.

График затухающих колебаний во времени приведен на рис.2,
 T - период колебаний.

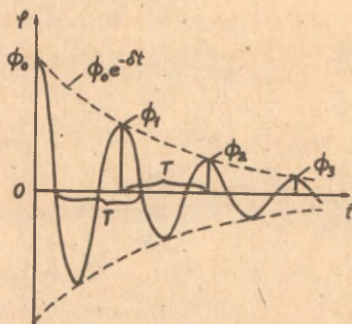


Рис. 2. Схема опытной установки.

Чтобы найти связь между коэффициентом внутреннего трения η и коэффициентом затухания δ , надо найти выражение для η .
 Путем решения соответствующего гидродинамического уравнения (Навье - Стокса) можно найти скорость u движения жидкости в непосредственной близости к колебательному диску (вектор \vec{u} параллелен поверхности диска). Вычисляя далее градиент $\frac{du}{dy}$ в направлении, перпендикулярном диску, непосредственно на его поверхности, найдем силу трения, действующую на единичный элемент поверхности ΔS , согласно формуле Ньютона

$$\Delta F = \eta \Delta S \left. \frac{du}{dy} \right|_{y=0},$$

где y - координата в направлении, перпендикулярном диску.

Суммируя все моменты сил, действующие на элементы поверхности диска, получают полный момент M , действующий на диск.

Предполагая, что сила трения много меньше сил инерции, т.е., что затухание происходит медленно и, если не учитывать

внешнюю цилиндрическую поверхность диска, получается

$$\delta = \frac{\kappa'}{2\eta} = \frac{\sqrt{\omega \rho_2 \eta}}{\rho_2 h}, \quad (4)$$

где ρ — плотность жидкости,

ρ_2 — плотность диска,

h — толщина диска.

При экспериментальном исследовании затухающих колебаний часто пользуются понятием логарифмического декремента затухания, поскольку эту величину легче найти из опыта и она просто связана с другими представляющими интерес величинами. Логарифмический декремент затухания Θ определяют как натуральный логарифм отношения двух последующих однонаправленных амплитуд колебаний:

$$\Theta = \ln \frac{\phi(t)}{\phi(t+T)}$$

На основании формул (2) и (4) находим

$$\Theta = \delta T = \frac{\sqrt{\pi \rho_2 T}}{\rho_2 h} \quad (5)$$

Величину, обратную логарифмическому декременту

$$N = 1/\Theta$$

называют релаксационным числом затухающих колебаний. N — это число полных колебаний, в течение которых амплитуда убывает в e раз.

Формула (5) и есть основная формула в настоящей работе.

Учитывая тот факт, что и при отсутствии жидкости колебания диска затухают из-за потерь энергии в проволоке (влияние трения в воздухе много слабее), можно ввести соответствующую поправку, вычтя из левой части равенства (5) логарифмический декремент Θ_0 , измеренный в воздухе. Вязкость жидкости определяется тогда уравнением

$$\eta = \frac{\rho_2^2 h^2 (\Theta - \Theta_0)^2}{\pi \rho T} \quad (6)$$

Формулу (6) можно было бы непосредственно использовать, но поскольку при ее выведении сделаны упрощающие предположения (например, не учитывается цилиндрическая поверхность), то метод сравнения дает более точные результаты. Для этого определим Θ как для известной, так и для неизвестной жидко-

сти. Величины, характеризующие известную (эталонную) жидкость, снабдим индексом э. Для вязкости неизвестной жидкости получим

$$\eta = \frac{\rho_{\text{э}} T_{\text{э}} (\Theta - \Theta_{\text{э}})^2}{\rho T (\Theta_{\text{э}} - \Theta_{\text{э}})^2} \eta_{\text{э}} \quad (7)$$

Неизвестной жидкостью может быть та же жидкость при другой температуре.

4. Об оптимальном определении логарифмического декремента затухания.

Предельная ошибка определения логарифмического декремента затухания через отношение двух последующих амплитуд может быть, однако, отнюдь не минимальной (в сравнении с использованием нескольких амплитуд). Получим формулу для Θ в более общем случае, когда не имеются в виду соседние амплитуды.

Пронумеруем однонаправленные амплитуды индексами 0, 1, 2 ... Естественно, что

$$\frac{\phi_0}{\phi_1} = \frac{\phi_1}{\phi_2} = \dots = \frac{\phi_{n-1}}{\phi_n} = e^{\Theta}.$$

Одновременно

$$\frac{\phi_0}{\phi_1} = e^{2\Theta}, \quad \frac{\phi_0}{\phi_2} = e^{3\Theta}, \quad \dots, \quad \frac{\phi_0}{\phi_n} = e^{n\Theta} \quad (8)$$

Отсюда,

$$\Theta = \frac{1}{n} \ln \frac{\phi_0}{\phi_n} \quad (9)$$

Начальную амплитуду можно выбрать произвольно, ϕ_1 можем считать ϕ_0 и так далее.

Теперь попытаемся определить оптимальное число n так, чтобы предельная ошибка Θ была минимальной. Найдем в первую очередь предельную абсолютную ошибку $\Delta\Theta$

$$\Delta\Theta = \frac{1}{n} \left(\frac{\Delta\phi_0}{\phi_0} + \frac{\Delta\phi_n}{\phi_n} \right)$$

и предельную относительную ошибку

$$E_{\Theta} = \frac{\Delta\Theta}{\Theta} = \frac{1}{n\Theta} \left(\frac{\Delta\phi_0}{\phi_0} + \frac{\Delta\phi_n}{\phi_n} \right).$$

Предельная ошибка определения амплитуды, очевидно, не зависит от значения амплитуды, $\Delta\phi_n = \Delta\phi_0$ и

$$E_{\Theta} = \frac{\Delta\phi_0}{n\phi_0} \left(\frac{1}{\phi_0} + \frac{1}{\phi_n} \right).$$

Используя формулу (8) выражаем ϕ_n через ϕ_0 и

$$E_{\Theta} = \frac{\Delta \phi_0}{n \Theta \phi_0} (1 + e^{n \Theta}) \quad (10)$$

Для нахождения оптимального n нужно решить задачу на экстремум, т.е. первую производную выражения E_{Θ} по переменной n приравнять к нулю и найти n_m . Оставляя без внимания постоянные множители, получим для экстремума условие

$$n_m \Theta = e^{-n_m \Theta} + 1.$$

Это уравнение не решается аналитически. Численное решение дает примерный результат

$$\begin{aligned} n_m \Theta &= 1,278 \\ \text{или} \quad n_m &= \frac{1,278}{\Theta} = 1,278 N. \end{aligned} \quad (11)$$

В качестве оптимального n_m следует взять целое число, самое близкое числу, найденному из решения формулы (11). Очевидно, что уже при регистрации колебаний надо найти подходящее число колебаний, хотя значение Θ еще не известно. Для этого из формул (8) и (11) выразим отношение амплитуд, соответствующее оптимальному значению n_m

$$\frac{\phi_0}{\phi_{n_m}} = e^{n_m \Theta} \approx 3,6$$

Таким образом, число колебаний тогда оптимально, если амплитуда уменьшилась в 3,6 раза. Для увеличения точности вычислений используем большее число амплитуд (ϕ_0, ϕ_{n_m}), (ϕ_1, ϕ_{n_m+1}) и т.д. Здесь надо бы найти взвешенное среднее значение, поскольку с каждой последующей парой амплитуд ошибка Θ увеличивается в e^{Θ} раз. Поскольку это значение отличается от обычного среднего значения незначительно, то ограничимся в нашей работе последним.

Как выразится предельная (минимальная) ошибка Θ в случае одной пары амплитуд, если мы используем значение n_m ? Используя (7), (9), (10) и условие экстремума, получим

$$E_{\Theta_{\min}} = \frac{\Delta \phi_0}{\phi_0} e^{n_m \Theta} = 3,6 \frac{\Delta \phi_0}{\phi_0} = \frac{\Delta \phi_0}{\phi_{n_m}}.$$

5. Ход работы

I. Очистим диск от солей с помощью уксуса и от жировых отложений с помощью спирта, ацетона или бензина. Диск при этом осторожно придерживаем за вал.

Вызовем крутильные колебания небольшой амплитуды (около 20°) и найдем период T_0 колебаний диска в воздухе во времени десяти полных колебаний.

2. С помощью специального приспособления вызовем крутильные колебания так, чтобы амплитуда колебаний не превышала 90° . Потренируемся в снятии отсчета с круговой шкалы. Определим положение равновесия.

3. Вызовем вновь колебания диска с умеренной амплитудой. Регистрируем однонаправленные крайние показания указателя $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_m$. При регистрации колебаний в воздухе можно не ожидать, пока амплитуда уменьшится в 3,6 раза, а ограничимся примерно 20-25 колебаниями. В конце серии измерений определим положение равновесия $\bar{\alpha}$. Вычисляем амплитуды: $\phi_0 = \alpha_0 - \bar{\alpha}$, $\phi_1 = \alpha_1 - \bar{\alpha}$, $\phi_2 = \alpha_2 - \bar{\alpha}$ и т.д. Желательно составить таблицу:

Таблица I

i	α_i	ϕ_i	ϕ_i / ϕ_{0+i}	Θ_i
0				
1				
2				
.				
.				
.				
.				
l				
.				
.				
.				
m				

l надо бы выбрать так, чтобы получить максимальное число отношений амплитуд. Из значений Θ_i находим арифметическое среднее.

4. Наполним ванну эталонной жидкостью (дистиллированной водой), измерим ее температуру. Опустим диск в жидкость, в центр ванны. Проведем такие же измерения, как в пункте 3,

только теперь предоставим диску колебаться до тех пор, пока амплитуда (относительно центра равновесия) не уменьшится по крайней мере в 10 раз. В конце серии определим точно положение равновесия α . Заполним следующую таблицу (табл. 2).

Таблица 2

i	a_i	ϕ_i	ϕ_i / ϕ_{n_m+i}	Θ_3
0				
1				
2				
.				
.				
.				
l				
.				
m				

Определим на основании ϕ_i -тых n_m , т.е. номер колебания, при котором амплитуда уменьшилась примерно в 3,6 раза. Найдем по возможности большее число отношений ϕ_0/ϕ_{n_m} , ϕ_1/ϕ_{n_m+1} и т.д., но не больше 10. Из вычисленных значений найдем арифметическое среднее.

5. Найдем период колебаний T_3 . Для этого найдем время 10 полных колебаний диска. Потом проверяем результат, измерив время одного колебания. Это сделаем во избежание промаха.

6. Повторяем все измерения, описанные в пунктах 4,5 с исследуемой жидкостью (или с той же самой жидкостью при другой температуре).

7. Вычисляем коэффициент вязкости η для исследуемой жидкости по формуле (7). Запишем температуру и ошибку термометра.

8. Вычисляем еще коэффициенты δ_3 и δ , времена релаксации τ_3 и τ и релаксационные числа N_3 и N .

6. Методические и метрологические указания

Методические ошибки в основном возникают из-за несоответствия между конкретной экспериментальной установкой и исходными уравнениями (I) и (4). Желательно было бы проанализировать возможные расхождения.

В случае вышеописанного метода вычислений проведен анализ выбора оптимального числа колебаний, чтобы предельная ошибка коэффициента затухания была минимальной. Предельная ошибка, между прочим, будет тем меньше, чем больше начальная амплитуда колебаний. Однако, амплитуду нельзя взять слишком большой, так как может возникнуть отклонение от закона Гука для деформации проволоки, а также возможно большее действие инерции жидкости (чего уравнение (I) не учитывает). Советуем взять начальную амплитуду примерно равной 90° .

Действие случайной ошибки можно уменьшить, очевидно, нахождением среднего значения. Доверительный интервал среднего значения Θ (при уровне доверительной вероятности 95 %) следует найти согласно тесту Стьюдента /2, с. 48-51/.

При измерении времени электрическим секундомером нужно обязательно измерить частоту переменного тока сети по крайней мере два раза (с разницей хотя бы в полчаса). Для вычисления предельной ошибки нужно вспомнить работу "Градуирование реле времени".

Поскольку коэффициент трения жидкости сильно зависит от температуры, нужно и на измерение температуры обратить достаточное внимание.

Коэффициент вязкости эталонной жидкости η , надо найти из данных по таблице, пользуясь графической или численной интерполяцией.

7. Дополнительные задания и вопросы

7.1. До практикума

1. В каких единицах измеряется η в СИ?
2. Дать объяснение физического смысла всех членов дифференциального уравнения затухающих колебаний.
3. Каковы размерности величин γ , δ и α' ?

4. Как выражается критический коэффициент затухания, при котором затухающее колебание становится аperiodическим?

7.2. После практикума

1. Вычислить критическое значение δ для данной установки, когда процесс колебаний переходит в аperiodический, считая колебания в воздухе практически незатухающими.

2. Вычислить η по более точной формуле, которая учитывает и инерцию захватываемой жидкости

$$\eta = \frac{\rho_s T_s [\theta / (1 - \frac{\theta}{\pi}) - \theta_e]^2}{\rho T [\theta_s / (1 - \frac{\theta_s}{\pi}) - \theta_e]^2} \eta_s.$$

3. Вычислить толщину слоя жидкости, захватываемого диском

$$y_0 \approx \sqrt{\frac{2T}{2\pi\rho}}$$

4. Оценить примерно объем жидкости, необходимой для проведения измерений.

Литература

1. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 171-173, 177-179.
2. А.Н.Зайдель. Ошибки измерений физических величин. Л., 1974.
3. Е.П.Субботина. Сборник физических постоянных и параметров. Л., изд-во ЛПУ, 1967.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ЖИДКОСТИ КАПИЛЛЯРНЫМ ВИСКОЗИМЕТРОМ

1. Задание

Определение динамического коэффициента внутреннего трения водных растворов солей капиллярным вискозиметром методом сравнения.

2. Принадлежности

Капиллярный вискозиметр на штативе, большой стакан с водой, отвес, секундомер, термометр, пикнометр, аналитические весы, гири, пипетка, кусок фильтровальной бумаги, исследуемые жидкости, эталонная жидкость (дистиллированная вода).

3. Теоретические основы работы

При движении вязкой жидкости в трубе затрачивается часть потенциальной энергии давления жидкости для преодоления силы внутреннего трения, и статистическое давление падает в направлении течения. Пусть вязкая несжимаемая жидкость течет ламинарно в цилиндрической трубе радиусом R , стенки которой смачивает жидкость. В этом случае в трубке возникает параболическое распределение скоростей частиц жидкости. Скорость частицы жидкости на расстоянии r от оси трубы выражается

$$v = \frac{\Delta p}{4\eta l} (R^2 - r^2). \quad (1)$$

Здесь Δp — изменение статического давления в протяжении длины l , η — динамический коэффициент внутреннего трения жидкости. За время Δt через такую трубу протекает объем жидкости V :

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p \Delta t}{8\eta l}. \quad (2)$$

Формула (2) называется формулой Пуазейля. Величины Δp , V , R и l можно определить экспериментально и из формулы (2) вычислить величину η . Обычно для определения η жидкость пропускают через очень узкую трубку (капилляр). Это обеспечивает ламинарный режим течения (почему?), и на концах капилляра

возникает большая разность давления Δp , которая может быть достаточно точно измерена. Такие устройства называются капиллярными вискозиметрами.

Капиллярным вискозиметром удобно пользоваться для определения относительного коэффициента внутреннего трения. Определяем время, необходимое для протекания одинаковых объемов двух жидкостей через один и тот же капилляр (одинаковые R и ℓ). Все величины, характеризующие эти две жидкости, обозначим индексами 0 и 1. Тогда по формуле (2)

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p_0 t_0}{8 \ell \eta_0}$$

и

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p_1 t_1}{8 \ell \eta_1}$$

Разделив второе уравнение на первое, получаем

$$1 = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} \cdot \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{\eta_0}{\eta_1}$$

или

$$\eta_1 = \eta_0 \cdot \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} \quad (3)$$

Когда жидкость вытекает под действием силы тяжести,

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0},$$

где ρ_0 и ρ_1 — плотности жидкостей, и формулу (3) можно записать так

$$\eta_1 = \eta_0 \cdot \frac{t_1}{t_0} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (4)$$

Зная время протекания жидкостей t_1 и t_0 и плотности жидкостей ρ_1 и ρ_0 , можно определить относительный коэффициент внутреннего трения η_1/η_0 . Находя из таблицы величину η_0 , можно вычислить η_1 .

4. Описание устройства

Прибор (рис. I) представляет собой U-образную стеклянную трубку *abcde*, широкое колено которой заканчивается внизу расширением *b*, а другое колено состоит из капилляра *e*, заканчивающегося наверху шарообразным расширением *c*, которое переходит в более широкую трубку *d*. Под этим расширением и над ним на трубках *d* и *e* нанесены две метки *m* и *n*, от-

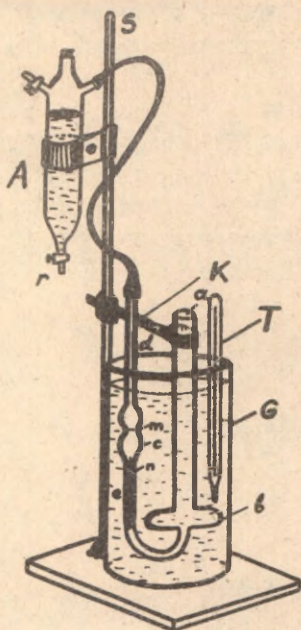


Рис. 1.
Схема опытной установки

раничивающие вполне определенный объем жидкости, время истечения которого измеряется при опыте.

Прибор закрепляют в зажиме K на штативе S и опускают в стакан G с водой так, чтобы уровень воды был выше верхней метки m . Прибор должен быть установлен вертикально. В стакан G опускают также термометр T . Для создания разрежения в трубке d пользуются аспиратором A .

5. Ход работы

1. Тщательно прополощем прибор спиртом, а затем дистиллированной водой. Установив вискозиметр по отвесу вертикально, наполняем при помощи пипетки широкое колено ab определенным (6 мл,

постоянный для всех опытов) объемом дистиллированной воды. Открывая кран r аспиратора создаем в трубке d разрежение, в результате чего вода через капилляр станет поступать в эту трубку. Пусть этот процесс продолжается до тех пор, пока уровень воды не поднимется немного выше отметки m .

2. Ликвидируем разрежение в трубке d (как это сделать?). Уровень воды (мениск) станет опускаться. Измеряем время, необходимое для прохождения мениска от метки m до метки n . Опыт повторяется не менее 5 раз. Вычисляем среднее время t_0 .

3. Выливаем воду из прибора, прополаскиваем небольшим количеством исследуемой жидкости (почему?) и наполняем затем исследуемой жидкостью. Повторяем вышеуказанный опыт 5 раз.

В обоих случаях регистрируем температуру воды в стакане.

Чтобы температура в ходе опытов не изменилась, стакан должен наполняться водой комнатной температуры.

4. Определяем при помощи пикнометра плотность ρ , исследуемой жидкости. Методика определения дана в книге [1]. Чтобы определить плотность при той же температуре, что была во время опыта, надо держать пикнометр с жидкостью перед взвешиванием примерно 10 минут в том же стакане, где находится вискозиметр. Перед самым взвешиванием довести уровень жидкости в пикнометре точно до метки (доливая при помощи пипетки или отнимая при помощи фильтровальной бумаги).

5. Найдем в таблице коэффициент внутреннего трения воды η_0 при температуре опыта, вычисляем из формулы (4) коэффициент внутреннего трения изучаемой жидкости η . Вычисляем его предельную ошибку.

По выбору преподавателя нужно определить коэффициент внутреннего трения одной или многих жидкостей или определить зависимость η от концентрации раствора.

6. Вопросы и задания

6.1. До практикума

1. Вывести формулы (1) и (2).
2. Для чего нужны расширения s и b на данном приборе?
3. Капиллярные вискозиметры изготавливают с разными диаметрами капилляров. Каким принципом руководствуются при выборе вискозиметра для конкретной жидкости?

6.2. После практикума

1. Оценить значение Рейнольдса Re в настоящей работе

$$Re = \frac{dvR}{\eta},$$

где v — средняя скорость жидкости в капилляре.

2. Оценить расстояние, на котором установился параболический профиль скорости

$$l_H = 0,2 \cdot R \cdot Re.$$

Литература

1. Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Состав. Белянкин А.Г., Мотулевич Т.П., Четверикова Е.С., Яковлев И.Я. М., Наука, с. 78-81.
2. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, стр. 251-254, 366-367, 395-398.
3. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, стр. 171-172, 177-178, 317-321.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ ВОЗДУХА КАПИЛЛЯРНЫМ ВИСКОЗИМЕТРОМ

I. Задание

Определить коэффициент внутреннего трения воздуха.

2. Принадлежности

Капилляр и жидкостный манометр на подставке, газовый счетчик, секундомер, пылесос ручной.

3. Теоретическое введение

Сущность сил внутреннего трения в жидкости и в газе различна. Но влияние этих сил на внешние тела по характеру одинаковое. Поэтому для определения коэффициентов внутреннего трения газов можно использовать те же методы, что и для жидкостей.

Течение вязкой несжимаемой жидкости в цилиндрической трубе радиусом R подчиняется закону Пуазейля*

$$V = \frac{\pi R^4 \Delta p t}{8 \eta l}, \quad (I)$$

где V - объем жидкости, протекающей за время t через любое сечение трубки, Δp - падение давления на участке трубы длиной l , η - динамический коэффициент внутреннего трения жидкости.

* Ж.Л.М.Пуазейль (1799-1869), французский физиолог и физик.

Для газов эту формулу можно использовать только в частных случаях, когда перепад давления на всем протяжении течения мал, и если газ можно считать с некоторой точностью несжимаемым. Это достаточно хорошо выполняется при течении газа с небольшой скоростью по сравнению со скоростью звука через короткий капилляр и, если перепад давления на капилляре составляет несколько десятков миллиметров водяного столба. Такой капилляр и используют при определении коэффициентов внутреннего трения газов. Из формулы (I) имеем

$$\eta = \frac{\pi R^4 \Delta p}{8 l \phi} \quad (2)$$

где $\phi = \frac{V}{t}$ - объемная скорость течения газа.

4. Описание установки

Основными частями опытной установки (рис. I) являются капилляр K , жидкостный манометр M для измерения падения давления на капилляре, ручной пылесос P и газовый счетчик C .

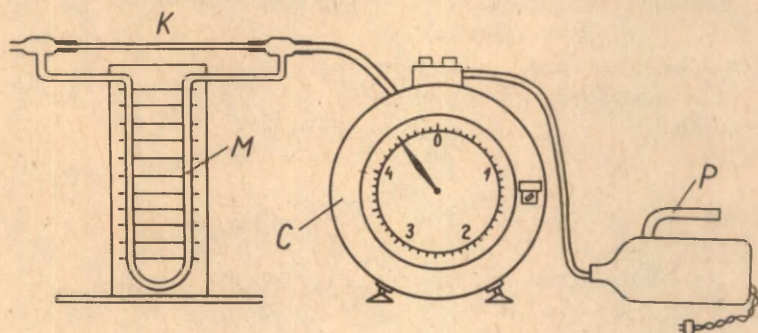


Рис. I. Схема опытной установки.

Для создания постоянного перепада давления на капилляре используется ручной пылесос P . Объем газа, протекающего через капилляр, измеряется барабанным газовым счетчиком. Падение давления на капилляре измеряется U-образным жидкостным манометром.

5. Ход работы

1. Убедимся, что капилляр изнутри сухой и чистый, а жидкостный манометр исправен и готов к работе. Длина капилляра и квадрат его радиуса даны в виде постоянных на рабочем месте.

2. Проверим правильность подсоединения резиновых трубок в установке. Убедимся в целости трубок.

3. Ознакомимся с барабанным газовым счетчиком. Проверим, уравновешен ли он (пузырек уровня должен находиться в центре окружности) и наполнен ли он до указанного уровня (при необходимости прибавляем дистиллированную воду).

4. Включим пылесос. Манометр должен показать постоянную разность давлений. Для вычисления Δp надо знать плотность жидкости, находящейся в манометре (в нашей установке в манометре дистиллированная вода).

5. При помощи газового счетчика и секундомера определяем объемную скорость течения газа. Проведем опыт для 5 разных объемов газов. Минимальный объем газа берем 5 дм³. Данные запишем в виде таблицы.

Определим комнатную температуру.

Вычислим значение η для воздуха, вместе с предельной ошибкой.

6. Вопросы и задания

А. До практикума

1. Объяснить сущность явления внутреннего трения в жидкостях и газах.

2. Как зависит коэффициент внутреннего трения газов от температуры и давления?

3. Почему в месте соединения капилляра с манометром в системе трубки расширены (рис. 1)?

Б. После практикума

1. Число Рейнольдса при течении жидкости (газа) в цилиндрической трубке выражается

$$Re = \frac{\rho v R}{\eta},$$

где ρ - плотность жидкости (газа),
 η - коэффициент внутреннего трения,
 R - радиус трубы,
 v - средняя скорость в потоке, которую вычисляют из объемной скорости:

$$v = \frac{\Phi}{S}, \quad (S - \text{площадь сечения трубы}).$$

В данном случае критическое значение числа Рейнольдса ~ 1200 . Если $Re > Re_{кр}$, течение перестает быть ламинарным, и тогда уравнение Пуазейля уже не выполняется.

Проверьте, может ли в данном опыте ламинарное течение перейти в турбулентное.

2. Распределение скоростей, характерное ламинарному течению, возникает на расстоянии $l = 0,2 R \cdot Re$ от начала трубы. Найдите это расстояние в условиях данной работы.

3. Вычислить среднюю длину свободного пробега молекул воздуха, используя вычисленное значение η .

7. Литература

И. И. К. Кикоин, А. К. Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 171-178.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ПО ВЫСОТЕ ПОДЪЕМА ЖИДКОСТИ В КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ

1. Задание

Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости.

2. Принадлежности

Катетометр, измерительный микроскоп, капиллярные трубки разного диаметра, штатив, стаканы для жидкостей, отвес, жидкости для чистки капилляров.

3. Теоретическое введение

Если мысленно разрезать поверхность жидкости по какой-либо произвольной линии, то сила сцепления между обеими частями ее, вызванная взаимным притяжением молекул, находящихся по обе стороны линии, будет тем больше, чем больше будет длина отрезка этой линии ℓ ; другими словами, сила поверхностного натяжения f будет прямо пропорциональна длине ℓ отрезка линии поверхности, вдоль которой действует поверхностное натяжение:

$$f = \alpha \ell. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности α , представляющий собой силу поверхностного натяжения, действующую на единицу длины границы поверхностной пленки жидкости, называется коэффициентом поверхностного натяжения.

Если, благодаря соприкосновению с твердым телом, поверхность жидкости получит некоторую кривизну, то на такой поверхности силы поверхностного натяжения вызывают некоторые дополнительные явления. Эти силы дают при выпуклых и вогнутых поверхностях добавочное давление, направленное всегда в сторону центра кривизны. Если поверхность сферическая, то это добавочное давление Δp вычисляют по формуле (вывести эту формулу!),

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}, \quad (2)$$

где R — радиус кривизны поверхности. Этим добавочным давлением, т.е. давлением, обусловленным кривизной мениска, вызываются явления подъема и опускания жидкости в капиллярных трубках. Жидкость поднимается (опускается) в капилляре настолько, чтобы гидростатическое давление столба жидкости уравновесило давление, вызванное кривизной поверхности.

Если считать, что жидкость полностью смачивает поверхность трубки, то радиус кривизны R совпадает с внутренним радиусом трубки r , так что

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{r} = \rho g h, \quad (3)$$

где ρ — плотность жидкости,
 h — высота ее поднятия,

g - ускорение силы тяжести.

Таким образом, зная радиус капилляра, плотность жидкости и высоту ее подъема в капилляре, можно по формуле (3) определить коэффициент поверхностного натяжения α .

4. Ход работы

Капиллярные трубки тщательно промываем хромовой смесью (насыщенный раствор $K_2Cr_2O_7$ в концентрированной серной кислоте), а затем дистиллированной водой и спиртом. Укрепим трубки в держателе и поворачиваем в горизонтальное положение. Отсчетным микроскопом определяем внутренний диаметр всех трех капилляров (см. соответствующее руководство практикуме по общим измерениям). Эти измерения необходимо сделать в двух взаимно перпендикулярных направлениях с обоих концов трубки. Устанавливаем капилляры в вертикальном положении по отвесу и после того погружаем в стакан с дистиллированной водой, опустив их почти до дна стакана. Оставляем их в этом положении на несколько минут, чтобы стенки каналов трубок основательно смочились водой. Затем поднимаем трубки и отсчитываем положения вершин менисков при помощи катетометра (к каждому отсчету следует еще прибавить высоту, равную $1/3$ радиуса канала - поправку на мениск). Повторив измерения не менее трех раз, приступают к вычислению коэффициента поверхностного натяжения.

Вычисления. Если трубки совершенно чисты, то высоты жидкости в трубках должны быть каждый раз одни и те же. Обозначим эти высоты через h_1 , h_2 и h_3 , радиусы капилляров соответственно r_1 , r_2 и r_3 . Тогда

$$\alpha = \frac{r_1 h_1}{2} \rho g = \frac{r_2 h_2}{2} \rho g = \frac{r_3 h_3}{2} \rho g,$$

отсюда

$$h_1 - h_2 = \frac{2\alpha}{\rho g r_1} - \frac{2\alpha}{\rho g r_2}$$

и

$$h_1 - h_3 = \frac{2\alpha}{\rho g r_1} - \frac{2\alpha}{\rho g r_3};$$

следовательно,

$$\alpha = \frac{r_1 r_2}{2(r_2 - r_1)} (h_1 - h_2) \rho g = \frac{r_1 r_3}{2(r_3 - r_1)} (h_1 - h_3) \rho g.$$

Подставляя в эти равенства значения $h_1, h_2, h_1 - h_3, \alpha_1, \alpha_2$ и α_3 , полученные из измерений, и взяв из таблицы значение ρ при температуре наблюдения, находим искомое α .

6. Вопросы и задания

6.1. До практикума

1. Почему надо тщательно промывать капилляры?
2. Почему берут на поправку мениска именно $1/3$ радиуса капилляра?
3. В каком случае уровень жидкости в капилляре поднимается выше уровня жидкости, в которую он опущен, в каком опустится ниже?
4. Вывести формулу (2).

6.2. После практикума

1. Как можно было бы повысить точность измерения по сравнению с данной работой?

Литература

1. Н.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, с. 366-377.
2. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 321-339.

6. ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ РАСТВОРА ОТ ЕГО КОНЦЕНТРАЦИИ И ТЕМПЕРАТУРЫ

1. Задание

Определение концентрационной и температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения раствора.

2. Принадлежности

Прибор на подставке, электроплитка, стакан, сосуд для сбора вытекающей из аспиратора воды, изучаемые жидкости, трубка с оттянутым концом, термометр.

3. Теоретическое введение

Если мысленно разрезать поверхность жидкости по какой-либо произвольной линии, то сила сцепления между обеими частями ее, вызванная взаимным притяжением молекул, находящихся по обе стороны линии, будет тем больше, чем больше длина линии ℓ ; другими словами, сила поверхностного натяжения f будет прямо пропорциональна длине

$$f = \alpha \ell. \quad (1)$$

Коэффициент пропорциональности α , представляющий собой силу поверхностного натяжения, действующую на единицу длины границы поверхностной пленки жидкости, называется коэффициентом поверхностного натяжения.

Если при соприкосновении с твердым телом поверхность жидкости получит некоторую кривизну, то на такой поверхности силы поверхностного натяжения вызывают некоторые дополнительные явления. Эти силы дают при выпуклых и вогнутых поверхностях слагающую, направленную всегда в сторону центра кривизны, которая обуславливает добавочное давление в том же направлении. Если поверхность сферическая, то это добавочное давление Δp можно выразить следующим образом

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R}, \quad (2)$$

где R — радиус кривизны поверхности.

Формула (2) определяет добавочное давление также внутри газового пузырька, находящегося в жидкости. Поэтому давление внутри пузырька всегда выше, чем в окружающей атмосфере и в воде на той же глубине.

4. Описание прибора и теория метода измерения

Прибор (рис. I) состоит из наполненного водой аспиратора А, соединенного резиновыми трубками и четырехконечной трубкой С с жидкостным манометром М и с верхней частью герметически закрытого сосуда В. В нижнюю часть сосуда В наливается изучаемая жидкость. Через отверстие в пробке в этот сосуд вводится стеклянная трубка Т с оттянутым концом так, чтобы конец трубки соприкасался с поверхностью изучаемой жидкости. Для поддержания (или при необходимости для изменения) темпе-

ратуры сосуд В помещается в стакан К, наполненный водой, который может подогреваться на электроплитке Е. Аспиратор закрывается герметической пробкой. Зажим D позволяет соединить всю систему с атмосферой.

Если закрыть пробку аспиратора и осторожно открывать край (только частично), то вода начнет медленно вытекать из него, и в верхней части аспиратора, а, следовательно, и в соединенных с ней верхней части сосуда В и в левом колене манометра создается разрежение. При некотором определенном разрежении атмосферное давление проталкивает через узкий конец трубки в сосуд пузырек воздуха. Это происходит тогда, когда разность давлений атмосферного воздуха и воздуха в сосуде В, измеряемая разностью уровней жидкости в коленах манометра М, уравнивает давление, вызываемое поверхностным натяжением испытуемой жидкости, стремящееся сжать образующийся пузырек.

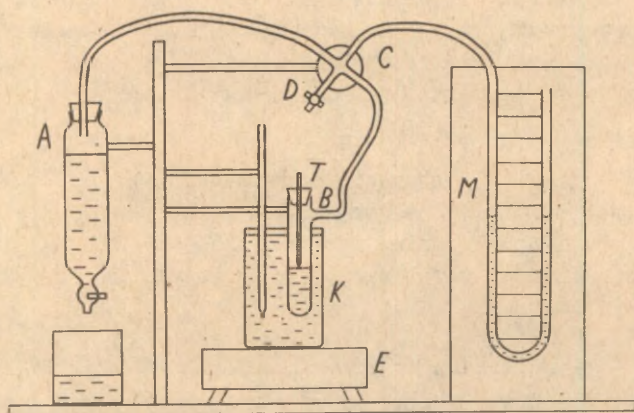


Рис. I. Схема опытной установки.

Обозначим эту разность давлений через H и коэффициент поверхностного натяжения исследуемой жидкости через α . Тогда в момент отрыва пузырька между ними будет существовать следующее отношение:

$$\alpha = A \cdot H, \quad (3)$$

где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от размера кончика трубки, который постоянен для данного прибора. Для определения его необходимо произвести опыт с какой-либо жидкостью, поверхностное натяжение которой хорошо известно (вода). Тогда, подставив соответствующие значения H_0 и α_0 в формулу (3), имеем

$$A = \frac{\alpha_0}{H_0} \quad (4)$$

Определив таким образом постоянную прибора, можно определить коэффициент поверхностного натяжения любой жидкости по формуле

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{H_0} \cdot H \quad (5)$$

5. Ход работы

1. Определение постоянной прибора

Нальем в аспиратор воды до уровня бокового отростка и дистиллированной воды в сосуд В до уровня, указанного на рисунке. Открываем зажим D , устанавливая этим внутри прибора атмосферное давление. Уровни жидкости в коленях манометра при этом выравниваются. Затем зажем зажим D откроем кран аспиратора настолько, чтобы изменение давления происходило достаточно медленно и можно было легче отсчитать высоту уровня в манометре в момент отрыва пузырька.

Когда частота образования пузырьков установится, начинаем снимать отсчеты по манометру, отмечая высоту уровня в обоих коленях в момент отрыва пузырька воздуха. Отсчеты снимаются не менее, чем для десяти пузырьков и из них берется среднее.

Одновременно измеряем температуру воды в стакане, в который погружен сосуд В. Подставим в формулу (4) полученное значение H_0 и взятое из таблиц или графика значение α_0 для данной температуры, находим постоянную прибора.

2. Определение зависимости α от концентрации раствора

Заменяем воду в сосуде В раствором метилового спирта в воде определенной концентрации. Предварительно прополощем

сосуд В и трубку с оттянутым концом малым количеством этого раствора. Измеряем аналогично предыдущему опыту (пункту) Н, и по формуле (5) находим соответствующие значения α . Подобные измерения проводим для целого ряда растворов с известной концентрацией и по полученным данным строим график зависимости α от концентрации: $\alpha = \alpha(c)$

3. Определение зависимости α от температуры

Прополощем и наполним сосуд В дистиллированной водой до подходящего уровня. Нагреем внешний сосуд до $80^{\circ} - 90^{\circ} \text{C}$ и дадим ему медленно остыть, производя через каждые 10° измерения, указанные в первом пункте. Манометр должен стоять по возможности дальше от нагревателя. Определив по этим отсчетам α для нескольких температур, строим график зависимости $\alpha = \alpha(T)$.

6. Вопросы и задания

6.1. До практикума

1. Вывести формулу (2).
2. Каков ожидается общий ход функций $\alpha = \alpha(c)$ и $\alpha = \alpha(T)$?
3. При какой температуре α становится равной нулю?

6.2. После практикума

1. Доказать, что $A = \text{const.}$, т.е. показать, что при данной трубке радиус кривизны пузырька в момент отрыва всегда один и тот же.

Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, с. 366 - 377.
2. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 321-329, 343-344.

7. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ ОТРЫВА КОЛЬЦА И КАПЕЛЬНЫМ МЕТОДОМ

Введение

Поверхностное натяжение – явление, характерное для жидкостей, заключающееся в том, что свободная поверхность жидкости стремится принять такую форму, при которой ее площадь, точнее, при которой свободная энергия была бы минимальной. Так, парящие в воздухе капельки тумана имеют форму шара. В некотором смысле ведет себя свободная поверхность жидкости подобно растянутой упругой пленке, но имеется и отличие – силы поверхностного натяжения не зависят от величины деформации. При упрощенном подходе и можем использовать модель пленки, на разрыв поверхности которой нужно расходовать силу F , прямо пропорциональную длине ℓ линии разрыва

$$F = \alpha \ell. \quad (I)$$

Коэффициент α – величина, характерная для данной жидкости. Она зависит еще от среды, с которой соприкасается данная жидкость, и от температуры. Если жидкость соприкасается с разреженным газом, то влияние последнего мало. Причиной возникновения поверхностного натяжения является наличие сил взаимного притяжения молекул. Более подробные сведения о явлении поверхностного натяжения можно найти в литературе, например в [1].

7.1. Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости методом отрыва кольца.

7.1.1. Задание

Определить коэффициент поверхностного натяжения данного вещества.

7.1.2. Принадлежности

Крутильные весы, сосуд для жидкости, кольцо, эталонный груз.

7.1.3. Описание установки

Используем кольцо, изготовленное из вещества, которое смачивается исследуемой жидкостью. Если привести кольцо в соприкосновение с горизонтальной поверхностью жидкости (так, чтобы оно смачивалось), то для отрыва кольца от поверхности при его поднятии нужно затратить некоторую силу F . Эта сила как раз и необходима для разрыва поверхности жидкости под кольцом.

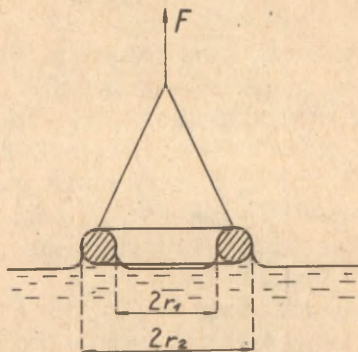


Рис. I.I. Поперечное сечение кольца, отрываемого от поверхности жидкости.

На рис. I показано кольцо с внутренним радиусом r_1 и внешним радиусом r_2 , отрываемое от поверхности жидкости. При отрывании кольца образуются две линии разрыва пленки жидкости (вдоль внутренней и вдоль внешней сторон кольца). Суммарная длина линии разрыва будет

$$l = 2\pi(r_1 + r_2).$$

Коэффициент поверхностного натяжения выразится

$$\alpha = \frac{F}{2\pi(r_1 + r_2)}. \quad (I.I)$$

Поскольку рычажные весы не позволяют достаточно монотонно изменять силу, то в данной работе используются крутильные весы. Принцип работы этих весов основан на явлении деформации кручения. К центру горизонтальной стальной нити прикреплен (горизонтально) длинный рычаг. Если на один конец рычага дей-

ствует какая-либо сила, направленная вниз, то возникает деформация кручения проволоки. Чтобы рычаг оставался в равновесии, надо закрутить проволоку в обратном направлении, что можно сделать с помощью закрепленной на конце проволоки стрелки. Круговая шкала, разделенная на градусы, позволяет найти угол кручения.

Чтобы с помощью торсионных весов можно было измерять силу, шкалу надо заранее проградуировать. Для этого на горизонтально установленный рычаг подвешивают эталонный груз с массой m . Вновь уравнивают рычаг, для чего поворачивают стрелку на число n делений шкалы. Цену деления шкалы можно определить (в ньютонах):

$$f = \frac{mg}{n},$$

где g — ускорение свободного падения.

Теперь таким же образом можно измерить любую силу F . Если для уравнивания рычага при действии силы F стрелку необходимо повернуть на число делений N , то

$$F = N \cdot f. \quad (I.2)$$

7.1.4. Ход работы

Определим коэффициенты поверхностного натяжения дистиллированной воды и мыльной (слабо) воды при комнатной температуре.

1. Во-первых, очищаем сосуд и кольцо, полоская их вначале в спирте, а затем в дистиллированной воде.

2. Используя эталонный груз (рейтер) определим цену деления круговой шкалы весов в ньютонах на одно деление. Для этого уравновесим весы и запишем первоначальное показание стрелки. Подвешиваем эталонный груз на рычаг, вновь уравниваем весы и записываем показание. Находим угол поворота n_i (разность показаний) и вычисляем цену деления f_i . Эту процедуру повторяем по крайней мере 5 раз и находим арифметическое среднее f .

3. Наливаем в сосуд (больше половины) дистиллированной воды и измеряем силу, необходимую для отрыва кольца. Для этого уравниваем рычаг, когда кольцо находится в жидкости

(непосредственно под поверхностью) и записываем показание стрелки. Далее медленно увеличиваем угол поворота стрелки и одновременно опускаем вниз сосуд с жидкостью так, чтобы рычаг оставался в равновесии. Конечное показание, соответствующее моменту отрыва кольца, также заносим в протокол. Вычисляем угол поворота N_i стрелки и коэффициент поверхностного натяжения жидкости по формулам (I.1) и (I.2). Повторим измерения по крайней мере 5 раз.

4. Опустим в воду маленький кусочек мыла (объемом примерно в 1 мм^3) и повторим измерения согласно пункту 3.

Результаты измерений и вычислений представим в виде таблицы.

7.2. Сравнение коэффициентов поверхностного натяжения жидкостей капельным методом

7.2.1. Задание

Определить коэффициент поверхностного натяжения жидкости с помощью эталонной жидкости, используя капельный метод.

7.2.2. Принадлежности

Стеклянная трубка (бюретка), снабженная краном, сосуд, подставляемый под капельницу, исследуемые жидкости.

7.2.3. Описание установки

Капля отрывается от капилляра, если вес капли немного превысит силу поверхностного натяжения шейки капли. Пусть объем капли V и плотность жидкости ρ , вес капли тогда ρVg . С другой стороны, если коэффициент поверхностного натяжения данной жидкости α и радиус шейки капли r , то сила, препятствующая отрыву капли, $2\pi r\alpha$. Поскольку в момент отрыва обе силы уравновешены, то

$$\rho Vg = 2\pi r\alpha,$$

откуда

$$\alpha = \frac{\rho Vg}{2\pi r}. \quad (2.1)$$

Из формулы (2.1) можно было бы найти значение α для данной жидкости, но точное определение радиуса r затруднено, поэ-

тому непосредственно определить коэффициент поверхностного натяжения α исследуемой жидкости этим методом не удастся. Допускаем сравнение исследуемой жидкости с эталонной, используя капельный метод, и теперь α исследуемой жидкости определим через значение коэффициента поверхностного натяжения эталонной жидкости.

Пусть данные для одной жидкости (известной) будут α_1, ρ_1, V_1 и n_1 , а для другой (неизвестной) — α, ρ, V и n . Выпишем формулы (2.1) для обеих жидкостей и поделив части одного равенства на соответствующие стороны другого равенства, получим

$$\frac{\alpha}{\alpha_1} = \frac{\rho V}{\rho_1 V_1} \quad (2.2)$$

Заменив в формуле (2.2) отношение объемов отношением числа капель следующим образом. Выпустим по каплям из трубки одинаковые объемы V_0 обеих жидкостей и сосчитаем в обоих случаях число капель. Пусть это будут величины n_1 и n . Объем

$$V_0 = n_1 V_1 = n V \quad \text{и}$$

отношение будет

$$\frac{V}{V_1} = \frac{n_1}{n}$$

На основании формулы (2.2) получим

$$\alpha = \alpha_1 \frac{\rho n_1}{\rho_1 n} \quad (2.3)$$

7.2.4. Ход работы

Очистим бюретку спиртом и дистиллированной водой.

1. Заполним бюретку примерно наполовину дистиллированной водой (эталонная жидкость). Выжидаем по меньшей мере 5 минут, пока температура жидкости не сравняется с комнатной. Фиксируем верхний уровень жидкости и температуру в комнате.

Осторожно приоткрываем кран так, чтобы жидкость стала вытекать с подходящей (не быстрее, чем по капле через 3 сек) скоростью и считаем число капель. Когда вытечет примерно 100 капель жидкости, закроем кран и вновь запишем уровень жидкости.

2. Выпустим всю воду из бюретки, наливаем в бюретку исследуемую жидкость. Поступаем так же, как и с известной жид-

костью. Выпустим точно такой же объем исследуемой жидкости и сосчитаем число капель.

3. На основании формулы (2.3) вычисляем коэффициент поверхностного натяжения исследуемой жидкости.

4. Промоем установку дистиллированной водой.

7.3. Дополнительные вопросы и задания

7.3.1. До практикума

1. Какого порядка величины радиус межмолекулярного действия.

2. Почему уменьшается коэффициент поверхностного натяжения с ростом температуры.

3. Почему следует одновременно поворачивать стрелку и опускать сосуд с жидкостью (метод отрыва кольца).

7.3.2. После практикума

1. Вычислить радиус шейки капли в капельном методе.

2. Как влияет на точность результата объем вытекшей жидкости в капельном методе.

Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики. I. М., 1977, с. 367-370.
2. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 321-329.

8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ ВОЛНОВЫМ МЕТОДОМ

1. Цель работы

Определить коэффициент поверхностного натяжения неизвестной жидкости.

2. Принадлежности

Звуковой генератор, строботакметр, ванна для испытуемой жидкости, вибратор, приспособление для измерения длины волны.

3. Теоретические основы

Если в каком-либо месте периодически нарушать горизонтальность поверхности жидкости, то это место явится источником волн. Если следить лишь за изменением положения поверхностного слоя, то такие волны можно назвать поперечными.

Роль возвращающей силы играют силы поверхностного натяжения и силы тяжести. Действительно, поверхность покоящейся жидкости, находящейся под воздействием силы тяжести, горизонтальна. Всякое искривление поверхности жидкости связано с увеличением ее потенциальной энергии, обусловленной силами поверхностного натяжения. Под действием сил поверхностного натяжения поверхность стремится уменьшиться, т.е. возвратиться в горизонтальное положение, в котором потенциальная энергия минимальна.

При небольших амплитудах волн пути отдельных частиц жидкости с некоторым довольно большим приближением можно считать окружностями. Диаметры этих круговых путей наибольшие для частиц, находящихся на поверхности, и быстро уменьшаются с глубиной. Поэтому можно считать, что волны распространяются по поверхности жидкости.

Диаметр $d = 2r$ траекторий "поверхностных" частиц жидкости равен разности высот между впадиной и гребнем. Период полного обращения частицы соответствует продвижению волны на полную ее длину λ .

На гребне волны частица движется в направлении распространения волны, во впадине — в противоположном направлении.

Для подсчета скорости распространения волны удобно рассмотреть движение частиц жидкости на поверхности в системе координат, жестко связанной с движущейся волной.

Относительные скорости движения частицы на гребне волны u_1 и во впадине u_2 в этой системе соответственно

$$u_1 = v - 2\pi r / T \quad (1)$$

$$u_2 = v + 2\pi r / T,$$

где v — скорость распространения волны,

$\frac{2\pi r}{T}$ — абсолютная скорость частицы, когда она движется по окружности с радиусом r ,

T — период движения частицы, который соответствует продвижению волны на расстояние длины волны λ .

Кинетическая энергия частицы на гребне равна

$$\frac{dm}{2} u_1^2 = \frac{dm}{2} \left(v - \frac{2\pi r}{T} \right)^2, \quad (2)$$

где dm масса частицы.

Аналогично, энергия частицы во впадине

$$\frac{dm}{2} u_2^2 = \frac{dm}{2} \left(v + \frac{2\pi r}{T} \right)^2. \quad (3)$$

Изменение кинетической энергии можно выразить формулой

$$\begin{aligned} \Delta E = \frac{dm}{2} (u_2^2 - u_1^2) &= \frac{dm}{2} \left[\left(v + \frac{2\pi r}{T} \right)^2 - \right. \\ &\left. - \left(v - \frac{2\pi r}{T} \right)^2 \right] = \frac{4\pi dm r v}{T}. \end{aligned} \quad (4)$$

По закону сохранения энергии

$$\Delta E = \Delta U, \quad (5)$$

где ΔU изменение потенциальной энергии.

Для гравитационных волн изменение потенциальной энергии (не учитывая силу поверхностного натяжения) равно произведению веса частицы на высоту

$$\Delta U = dm \cdot g \cdot 2r. \quad (6)$$

Можно написать

$$\frac{4\pi dm r v}{T} = 2 dm r g \quad (7)$$

В случае малых амплитуд очертание волны можно считать синусоидальным. Для синусоидальных волн

$$v T = \lambda. \quad (8)$$

Учитывая это, из (8) получим выражение для скорости гравитационных волн

$$v = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}}. \quad (9)$$

С ростом длины волны λ скорость гравитационных волн увеличивается.

Влияние поверхностного натяжения на величину потенциа-

ной энергии можно учесть следующим образом. Рассмотрим на рис. I, на котором изображено вертикальное сечение волны, распространяющейся в направлении линии АВ по поверхности жидкости плотности ρ и с поверхностным натяжением α . Линия AQB — уровень спокойной поверхности жидкости, h — высота точки K волновой поверхности над линией АВ.

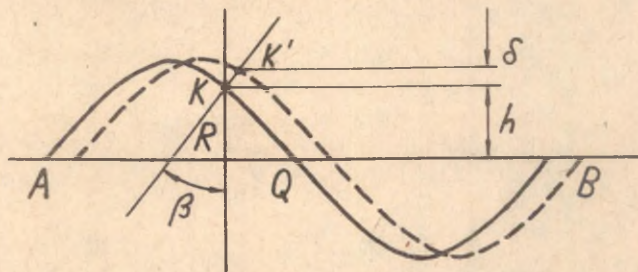


Рис. I.

Поперечное сечение волны движущейся на поверхности жидкости.

Пунктиром показано поперечное сечение волны при каком-то другом моменте времени. Из рисунка видно, что точка K изменила свое положение — поднялась на величину δ .

Если в процессе распространения волны точка K поднимется на бесконечно малую величину δ , то малый элемент поверхности dS будет двигаться вверх против силы $dS \frac{\alpha}{|R|}$, где R — радиус кривизны вертикального сечения поверхности волны в точке K . Работа, совершаемая при подъеме элемента поверхности dS в точке K , равна

$$dA = dS \frac{\alpha \delta \cos \beta}{|R|} \quad (10)$$

где β — угол между вертикалью и радиусом кривизны вертикального сечения поверхности волны в точке K .

Можно считать, что жидкость, необходимая для наполнения освободившегося при перемещении элемента поверхности пространства, берется с уровня AQB . Тогда работа, совершаемая против силы тяжести, равна $\rho dS \delta \cos \beta g h$. Вся совершаемая при перемещении элемента поверхности dS работа (т.е. полное при-

ражение потенциальной энергии) равна

$$dU = dS \delta \cos \beta \left(\rho g h + \frac{\alpha}{|R|} \right). \quad (\text{II})$$

Множитель $\frac{1}{R}$ представляет собой кривизну сечения поверхности волны в точке K , ее нетрудно вычислить.

Запишем уравнение бегущей волны в виде

$$h = h_0 \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right). \quad (\text{I2})$$

Если зафиксировать положение волны в какой-либо момент времени t , то получим кривую, изображенную на рис. I. Кривизну $\frac{1}{R}$ в любой точке кривой можно вычислить по формуле (4)

$$\frac{1}{R} = \frac{d^2 h}{dx^2} \left[1 + \left(\frac{dh}{dx} \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}}. \quad (\text{I3})$$

В рассматриваемом случае малых амплитуд ($h \ll \lambda$) второй член в квадратных скобках можно опустить. Тогда

$$\frac{1}{|R|} = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} h. \quad (\text{I4})$$

Подставляя это значение кривизны в (II), получим

$$dU = dS \delta \cos \beta \cdot \rho \cdot h \left(g + \frac{4\pi^2 \alpha}{\rho \lambda^2} \right). \quad (\text{I5})$$

Отсюда видно, что поверхностное натяжение как бы увеличивает ускорение силы тяжести на величину $\frac{4\pi^2 \alpha}{\rho \lambda^2}$. Учитывая

это, можно видоизменить соотношение (9) для скорости волны применительно к общему случаю с учетом как силы тяжести, так и сил поверхностного натяжения

$$v = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi} g + \frac{2\pi}{\rho \lambda} \alpha}. \quad (\text{I6})$$

Выражение под знаком корня есть сумма двух слагаемых, из которых первое $\lambda g / 2\pi$ делается бесконечно большим при бесконечно большом λ , а второе $2\pi \alpha / \rho \lambda$ — при бесконечно малом λ . Таким образом, скорость распространения волны бесконечно велика при очень малом λ , затем она уменьшается, достигая некоторого минимального значения v_{min} и далее вновь возрастает, стремясь к бесконечности при очень больших длинах волн.

Значение длины волны, соответствующее v_{min} , разграничивает область гравитационных волн от области так называемых

капиллярных волн, в образовании которых основную роль играет поверхностное натяжение жидкости.

Для чисто капиллярных волн $2\pi a/\rho\lambda \gg g/2\pi$, и скорость их распространения определяется соотношением

$$v = \sqrt{\frac{2\pi}{\lambda\rho}} \alpha \quad (17)$$

В общем случае из (16) можно получить выражение коэффициента поверхностного натяжения α , выражая v через частоту ν и длину волны λ ($v = \lambda\nu$)

$$\alpha = \rho \frac{\lambda^3 \nu^2}{2\pi} - \rho \frac{\lambda^2 g}{4\pi^2} \quad (18)$$

Получив на поверхности с помощью вибратора волны и измерив их длину волны λ (используя, например, стробоскопическое освещение), легко по формуле (18) определить коэффициент поверхностного натяжения жидкости α , зная частоту колебаний вибратора ν и плотность жидкости ρ .

Пользуясь этим методом, в настоящей задаче и определяют коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

4. Описание установки

Для получения капиллярных волн на поверхности жидкости используется электромагнитный вибратор, питаемый от звукового генератора. Вибратор представляет собой металлический стержень, припаянный к мембране телефона. Частоту колебаний регулируем поворотом диска звукового генератора.

Для определения длины волны используем стробоскопическое освещение. Если частота миганий лампы совпадает с частотой волны, распространяющейся на поверхности жидкости, то волны кажутся неподвижными. В том случае, когда частота миганий лампы будет n кратным (n — целое число) частоте волны, получается также неподвижная картина, но теперь длина волны в n раз меньше истинной.

Длину волны измеряем, наблюдая за тенью, возникающими на дне сосуда, используя миллиметровую шкалу и штангенциркуль. Можно измерять и другими способами.

5. Ход работы

1. Ознакомимся с заводскими паспортами к звуковому генератору и строботаксметру.

2. Нальем в чистый сосуд изучаемую жидкость и находим такое положение вибратора, чтобы его конец легко касался поверхности жидкости.

3. Включаем звуковой генератор и выбираем частоту (в пределах 20–400 Гц).

4. Включаем строботаксметр и регулируем его частоту так, чтобы на поверхности жидкости возникала четкая картина неподвижных концентрических окружностей.

5. Измерим длину волны в двух перпендикулярных направлениях, пользуясь миллиметровой шкалой под дном сосуда.

6. Повторим измерения для трех разных частот.

7. Вычисляем коэффициент поверхностного натяжения и находим его предельную ошибку.

6. Дополнительные вопросы

6.1. Перед практикумом

1. Почему полезно выбирать систему координат, жестко связанную с движущейся волной?

2. Вывести из формулы (9) формулу (16).

3. Каков предел применения формулы (16)?

4. В чем состоит стробоскопический метод при измерении частоты?

6.2. После практикума

1. Какая методическая ошибка возникает, если мы не учитываем в формуле (18) член гравитационного происхождения?

2. Вывести количественное ограничивающее условие для амплитуды волны, чтобы траекторию частиц можно было считать окружностью.

3. Оценить угловую скорость $\frac{2\pi\omega}{T}$ частиц на поверхности жидкости в настоящей работе.

Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики, т. I. М., "Наука", 1977, с.367-370.
2. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., "Наука", 1976, с. 321-326, 333-336, 340-341.
3. Р.В.Поль. Механика, акустика и учение о теплоте. М., "Наука", 1971, с. 311-314.
4. П.К.Рашевский. Курс дифференциальной геометрии. Гостехиздат, 1956, с. 116.

9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ C_p/C_v МЕТОДОМ КЛЕМАНА-ДЕЗОРМА

I. Задание

Определить отношение κ изобарической удельной теплоемкости c_p воздуха к изохорической удельной теплоемкости c_v .

2. Принадлежности

Прибор Клемана-Дезорма*, секундомер.

3. Теоретическое введение

Теплоемкость тела при постоянном объеме называют изохорической теплоемкостью C_v (удельной теплоемкостью c_v) и теплоемкость при постоянном давлении — изобарической теплоемкостью C_p (удельной теплоемкостью c_p). Отношение теплоемкостей

$$\kappa = C_p / C_v \quad (I)$$

является существенным параметром при исследовании адиабатических и квазиадиабатических процессов. (Адиабатическими называют процессы, в которых не происходит теплообмена между исследуемой системой и окружающей средой). От отношения c_p/c_v зависят к.п.д. многочисленных машин, скорость распространения звука в газах, а также течение газов в трубках и соплах.

* Н.Клеман и Ш.Дезорм, авторы метода, 1819 г.

Наиболее распространенными методами определения отношения κ являются

- 1) по скорости распространения звука в газе,
- 2) методом Клемана-Дезорма.

В методе Клемана-Дезорма определяют отношение удельных теплоемкостей газа, учитывая изменения параметров газового состояния (p — давления, T — температуры, V — объема) в адиабатических и изохорических процессах, причем предполагается, что газ ведет себя как идеальный.

Состояния идеального газа подчиняются уравнению Клапейрона-Менделеева

$$pV = nRT, \quad (2)$$

где n — число молей,

R — универсальная газовая постоянная.

В случае адиабатических процессов для идеального газа справедливо уравнение Пуассона

$$pV^\kappa = \text{const}. \quad (3)$$

Независимо от размеров системы (в переменных p , T) можно это уравнение представить в виде

$$T^\kappa p^{1-\kappa} = \text{const}. \quad (4)$$

Опытная установка (рис. I) состоит из бутылки объемом V_0 , на одном конце трубки, проходящей через пробку, имеется жидкостный манометр M , а другую ветвь трубки можно закрывать краном B . Другое отверстие в пробке сравнительно велико и его можно открывать или закрывать с помощью клапана A (или крана).

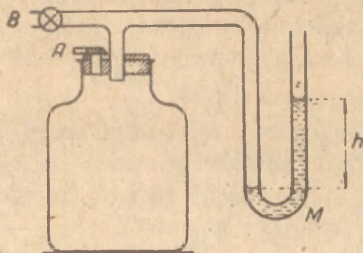


Рис. I. Схема опытной установки

При проведении опыта проделываем следующие операции:

1. С помощью груши накачаем в сосуд небольшое количество воздуха и закроем кран В (клапан А закрыт). Давление в сосуде при этом повысится, но если это повышение было произведено достаточно быстро, манометрический столбик не сразу займет окончательное положение, т.к. сжатие воздуха было адиабатическим и, следовательно, температура его повысилась*. Окончательно разность уровней в манометре (h_1) установится только тогда, когда температура воздуха внутри сосуда сравняется, благодаря теплопроводимости стенок, с температурой окружающего воздуха.

Обозначим через T_0 абсолютную температуру окружающего воздуха, через p_1 - давление газа внутри сосуда, соответствующее показанию манометра. Понятно, что

$$p_1 = p_0 + h_1,$$

где p_0 - атмосферное давление. Параметры T_0 и p_1 характеризуют I состояние газа.

2. Откроем на мгновение клапан А. Воздух в сосуде будет расширяться, пока давление его не станет равным p_0 ; при этом он охладится до температуры T_2 . Закроем клапан А. Новое состояние газа характеризуется параметрами T_2 и $p_2 = p_0$. Время τ_p , необходимое для установления равновесия давлений, значительно меньше, чем промежуток времени τ_T , необходимый для установления равновесия температур. Поэтому в течение времени τ_p не происходит практически теплообмена между воздухом, оставшимся в бутылке, и внешним воздухом, и рассматриваемый процесс можно считать адиабатическим (точнее, квазиадиабатическим).

Данное изменение состояния газа от первого ко второму можно описать адиабатическим уравнением (4) в таком виде:

$$\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{\kappa} \quad (5)$$

* В действительности же нагнетание воздуха происходило некоторое время, поэтому этот процесс нельзя считать строго адиабатическим.

TRU Reconsilium

В условиях данного опыта уравнение (5) примет вид:

$$\left(\frac{p_0 + h_1}{p_0}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{T_0}{T_2}\right)^{\kappa} \quad (5')$$

3. Охладившийся при адиабатическом расширении воздух начнет снова нагреваться, и давление в воздухе после закрывания клапана А снова начинает расти. Возрастание давления воздуха прекратится, когда его температура сравняется с температурой окружающей среды T_0 . Давление при этом достигнет величины

$$p_2 = p_0 + h_2$$

Параметры T_0 и p_2 характеризуют III состояние газа в бутылке.

Так как от II состояния к III переход был изохорическим, то это изменение можно описать уравнением Гей-Люссака в общем виде:

$$\frac{p_3}{T_3} = \frac{p_2}{T_2} \quad \text{или} \quad \frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2},$$

а в применении к данному опыту это уравнение запишется так:

$$\frac{p_0 + h_2}{p_0} = \frac{T_0}{T_2} \quad (6)$$

Из уравнений (5) и (6) получим

$$\left(\frac{p_0 + h_1}{p_0}\right)^{\kappa-1} = \left(\frac{p_0 + h_2}{p_0}\right)^{\kappa},$$

откуда

$$\kappa = \frac{\ln \frac{p_0 + h_1}{p_0}}{\ln \frac{p_0 + h_1}{p_0 + h_2}} \quad (7)$$

Поскольку избыточные давления небольшие ($h_1 \ll p_0, h_2 \ll p_0$), тогда можно использовать разложение в ряд

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{2} - \dots$$

В первом приближении получаем из уравнения (7):

$$\kappa = \frac{h_1}{h_1 - h_2}$$

4. Описание установки

Прибор, используемый в опыте (рис. I), состоит из бутылки объемом около 10 литров, диаметр отверстия Λ равен 2,5 см. Для создания избыточного давления следует пользоваться баллоном (грушей), давление измеряется водным манометром.

5. Ход работы

1) Проверяем, готов ли манометр к работе, т.е. в столбе воды не содержится воздушных пузырей.

2) Создаем в сосуде избыточное давление (примерно 20–25 мм вод.столба). Найдем зависимость избыточного давления от времени. (В таблицу заносим показания обеих ветвей манометра через каждые 30 секунд.) Если опытный сосуд достаточно герметичен, то после прохождения времени τ_T , необходимого для достижения термодинамического равновесия, давление в бутылке уже не будет уменьшаться. В противном случае имеется течь, которую необходимо устранить. Определяем время τ_T и избыточное давление p_1 .

3) Открываем кран Λ примерно на полсекунды, чтобы давление в бутылке уравнилось с внешним давлением.

4) После прохождения времени τ_T измерим избыточное давление p_2 . Следим за тем, чтобы не было течи.

5) Повторяем опыт 10 раз, зависимость избыточного давления от времени определяем два раза. Вычисляем соответствующие отношения удельных теплоемкостей, найдем среднее значение и оценим сделанную при измерениях ошибку (среднеквадратичную ошибку).

6) Повторяем опыт, открывая кран на большее время: три раза для $\tau_p \approx 2$ с. и три раза для $\tau_p \approx 4$ с.

6. Вопросы и задания

6.1. До практикума

1. Почему $c_p > c_v$?

2. От чего зависит численное значение отношения c_p/c_v ?

3. Почему $\tau_p \ll \tau_T$?

4. Почему и как изменяется температура газа при адиабатическом расширении?

5. В каких единицах было бы удобно в этой работе измерять давление p ?

6.2. После практикума

1. Вычислить наибольшее в этой работе падение адиабатической температуры. Найти, сколько воздуха (в молях-процентах) вытекло при этом из бутылки.
2. Какая ошибка возникает при использовании в выражении (7) первого приближения?
3. Как влияет на конечный результат
 - а) слишком кратковременное открытие крана?
 - б) слишком долгосрочное открытие крана?
 - в) высокое содержание водяного пара в воздухе?
4. Что показывает число степеней свободы газа? Как оно связано с величиной ΔE ? Найти на основании своих опытных данных число степеней свободы молекул воздуха.
5. Почему надо найти среднее значение величин ΔE , а не избыточных давлений p ?
6. Нарисуйте на диаграмме p, T все процессы, происходящие с газом (на оси абсцисс удобно отложить молярный объем).

7. Литература

1. И.К.Кикоин, А.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., "Наука", 1976, с. 103-110, 113-121.

10. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ МЕТАЛЛА (ХОРОШЕГО ПРОВОДНИКА ТЕПЛА)

1. Задание

Определить удельную теплопроводность меди.

2. Принадлежности

Прибор для определения теплопроводности с термопарой и двумя термометрами, потенциометр постоянного тока ПП-63, сосуд с устройством для стабилизации потока воды, трубки, секундомер, мензурка.

3. Теоретическое введение и описание установки

Распространение теплоты в твердом теле осуществляется в основном за счет теплопроводности. Благодаря теплопроводности теплота передается от частей тела с высокой температурой к частям тела с более низкой температурой.

Точное теоретическое объяснение явления теплопроводности в твердых телах очень сложно. Только в металлах, где основными переносчиками тепла служат свободные электроны, существующие в виде электронного газа, можно объяснить явления теплопроводности сравнительно просто. В данном руководстве мы ограничимся общей термодинамической теорией.

Рассмотрим стержень с поперечным сечением S , концы которого имеют температуры T_1 и T_2 соответственно. Длина стержня равна l . Опыты, а также и интуитивное представление показывают, что количество теплоты, проходящее через поперечное сечение стержня в любом его месте за интервал времени, пропорционально сечению стержня S и градиенту температуры $\frac{\Delta T}{\Delta x}$:

$$Q = \lambda S t \frac{\Delta T}{\Delta x} \quad (I)$$

В данном случае $\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{T_2 - T_1}{l}$.

Коэффициент пропорциональности λ называют коэффициентом теплопроводности или удельной теплопроводностью. Из выражения видно, что если $\frac{\Delta T}{\Delta x} = 1$; $S = 1$; $t = 1$, то $Q = \lambda$, т.е. коэффициент

теплопроводности есть величина, равная количеству теп-

лоты, проходящему за единицу времени через единицу поверхности, перпендикулярной направлению градиента температуры, если градиент температуры составляет 1 градус на единицу длины.

Для определения величины λ имеется множество методов. Одним из самых простых и наглядных является метод, описанный в данном руководстве, основывающийся непосредственно на использовании выражения (I). Здесь в течение всего опыта градиент температуры сохраняется постоянным, что и делает опыт по возможности наглядным, а использование полученных при измерении данных простым для расчета.

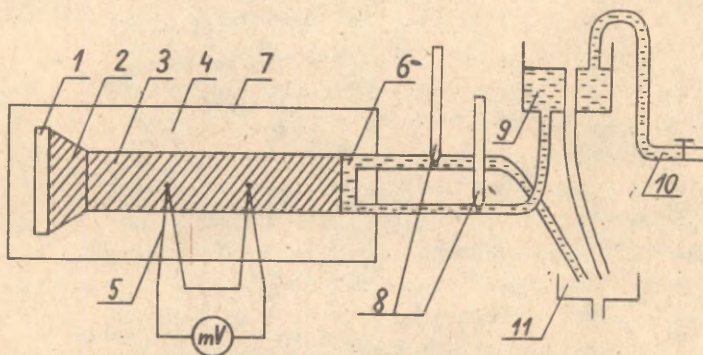


Рис. I. Схема опытной установки.

Массивный цилиндр 3, изготовленный из исследуемого материала, помещен в деревянный ящик 7, стенки которого изнутри покрыты теплоизолирующими материалами 4 (войлок, асбест), чтобы исключить потери на излучение и конвекцию. К одному из концов цилиндра припаян медный конус 2, в котором находится электронагреватель I. К другому концу прикреплена цилиндрическая коробка 6, через которую протекает холодная вода, служащая для охлаждения. Для стабилизации скорости потока воды используют специальный сосуд 9, в который вода направляется из крана 10. Вода из сосуда 9 поступает в сливной сосуд 11. Градиент температуры измеряется с помощью термопары 5; раз-

ницу температур, необходимую для расчета количества теплоты, унесенного охлаждающей водой, измеряют двумя термометрами 8.

Теплота, выделяющаяся в нагревателе, распространяется в цилиндре по направлению к охлаждаемому концу. Если скорость потока воды постоянная, то по всей длине цилиндра устанавливается стационарное (не меняющееся во времени) распределение температуры. В этом случае охлаждающая вода получает в любой промежуток времени количество теплоты, равное количеству теплоты, выделяющемуся в нагревателе за этот же промежуток времени (вследствие большого отличия коэффициентов теплопроводности можно не учитывать потери тепла через теплоизоляционный слой). Так как скорость потока постоянна, то температура воды, вытекающей из охладительной коробки, остается неизменной.

Пусть расстояние между спаями термопары 5 равно ℓ' раз-
ница температур между спаями термоэлемента составляет ΔT_1 ,
сечение цилиндра S . Тогда через поперечное сечение цилиндра
в любом его месте в течение времени t проходит количество
теплоты (уравнение 1)

$$Q_1 = \lambda S t_1 \frac{\Delta T_1}{\ell'} \quad (1a)$$

В течение этого же промежутка времени вода получает ко-
личество теплоты, равное

$$Q_2 = cm \Delta T_2, \quad (2)$$

где m — масса воды, прошедшей через коробку в течение вре-
мени

c — удельная теплоемкость воды,

ΔT_2 — изменение температуры охлаждающей воды, определяе-
мое по показаниям термометров 8.

Вследствие сказанного выше:

$$Q_1 = Q_2$$

откуда

$$\lambda = \frac{cm \ell' \Delta T_2}{St \Delta T_1} \quad (3)$$

4. Ход работы

1. Ознакомимся с установкой. Включим электронагреватель через лабораторный автотрансформатор в сеть переменного тока и устанавливаем напряжение ≤ 140 вольт.

2. Соберем систему охлаждения цилиндра водой, как показано на рис. 1. Откроем кран и подождем, пока сосуд наполнится до краев переливной трубки. Отрегулируем давление с помощью крана так, чтобы вода непрерывно текла из трубки. В таком случае небольшие изменения в давлении воды влияют только на количество воды, вытекающей по переливной трубке (следовательно, давление и скорость потока воды, проходящей через систему охлаждения, остаются постоянными).

Сосуд подвесим на самый нижний крючок штатива. Если в трубках остался воздух, то это может привести к прерыванию и пульсации потока воды. Тогда следует поднять сосуд на такую возможную высоту, чтобы поток воды большей скорости мог вытолкнуть из трубки воздух. Конец отливной трубки должен быть зафиксирован всегда на одной и той же высоте.

3. Соединим термопару с потенциометром постоянного тока. Ознакомимся с описанием потенциометра, проверим его исправность.

4. Измерим с помощью секундомера время, которое требуется для протекания максимального количества воды, измеряемого мензуркой.

5. Подождя, когда процесс станет стационарным, для чего потребуется время 70–80 минут с момента включения электронагревателя, фиксируем показания потенциометра и термометров. График градуировки прилагается к работе.

Измерения повторим при трех разных высотах сосуда, на каждой высоте сделаем не менее 5 измерений.

Вычислим λ для каждой высоты. Из полученных трех значений λ вычислим среднее.

Определим предельную ошибку результатов. Окончив опыты, выключаем электрический нагреватель. Чтобы не повредить термометры, выключаем охлаждающую воду немного позже.

5. Дополнительные вопросы

А. До практикума

1. Какие способы передачи тепла существуют в природе?
2. Какие трудности возникнут при использовании описанного метода в случае плохих проводников тепла?
3. Почему переливная трубка специального сосуда должна иметь больший диаметр, чем остальные трубки?
4. Что такое коэффициент теплопроводности и как он зависит от температуры?

Б. После практикума

1. Найдите время, которое потребуется с момента включения нагревателя до установления стационарного состояния, т.е. для установления линейного профиля температуры с градиентом $\frac{\Delta T}{L}$, где ΔT разность температур на всей длине L цилиндра. Характерное время установления линейного профиля температуры выражается в виде

$$\tau = \frac{L^2 \rho c}{\lambda},$$

где L — общая длина излучаемого медного цилиндра, в данной установке ($L = 380$ мм),

ρ, c, λ — плотность, удельная теплоемкость и коэффициент теплопроводности изучаемого вещества (меди).

2. Вычислите, какое количество тепла пройдет в наших условиях опыта через медный цилиндр в течение 30 минут?

6. Литература

1. А.К.Кикоин, Н.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 469-473.
2. Р.В.Телеснин. Молекулярная физика. М., "Высшая школа", 1973, с. 152-158.

II. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛОХИХ ПРОВОДНИКОВ ТЕПЛА

I. Задание

Определить коэффициент теплопроводности данных образцов.

2. Принадлежности

Прибор для нагревания образцов, потенциометр постоянного тока, набор образцов, штангенциркуль, секундомер, провода.

3. Описание установки и теоретические предпосылки

Прибор для определения коэффициента теплопроводности плоских образцов состоит из двух медных блоков, между которыми помещают исследуемый образец. Один из блоков держат при постоянной температуре (при температуре кипения воды). Второй (нижний блок) хорошо изолирован от первого; его температура повышается лишь по мере прохождения тепла через образец.

Если опытным путем определить рост температуры второго блока, то из этого можно вычислить коэффициент теплопроводности.

Схема прибора приведена на рис. 1.

Для обеспечения хорошего теплового контакта поверхности, между которыми помещают образец, тщательно полированы. Нижний блок, массой m , окружен теплоизолирующим материалом. Для измерения температуры один спай медно-константановой термопары помещен в центр верхнего блока, а другой спай в центр нижнего блока. Э.д.с. термопары измеряется потенциометром постоянного тока. Концы термопар выведены на боковую часть прибора. Верхний блок нагревается водяной ванной, находящейся над ним.

Количество тепла dQ , которое проходит вследствие теплопроводности через слой толщиной ℓ , площадью S при разности температур $T_1 - T_2$ на границах слоя, пропорционально градиенту $\frac{dT}{dx}$, площади S и времени dt :

$$dQ = \lambda S \frac{T_1 - T_2}{\ell} dt, \quad (I)$$

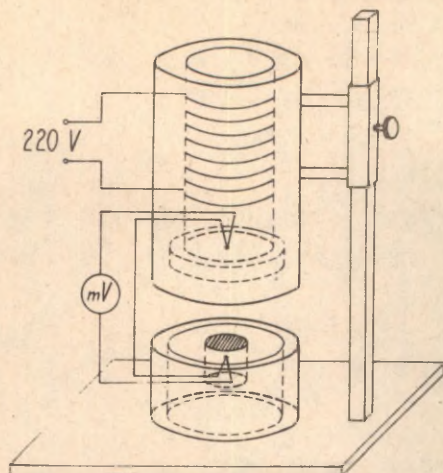


Рис. I. Схема опытной установки

где λ - коэффициент теплопроводности.

Площадь S - это поперечное сечение нижнего образца. Исследуемый образец должен иметь большую площадь, чем поперечное сечение нижнего блока.

Ввиду хорошей теплопроводности меди разность температур блоков равна разности температур на поверхностях плоского образца. Разность температур измеряется термопарой. В интервале температур данного опыта разность температур пропорциональна показанию потенциометра N и можно написать:

$$T_1 - T_2 = \alpha N, \quad (2)$$

где α - константа, зависящая от термоэлемента и потенциометра.

Используя уравнение (2), можем (1) написать в виде:

$$dQ = \lambda S \frac{\alpha N}{l} dt. \quad (3)$$

Количество тепла dQ , проходящее через образец, повышает температуру нижнего медного блока на dT градусов. Пренебрегая малыми тепловыми потерями, можно утверждать, что все тепло dQ идет на нагрев нижнего блока.

Таким образом:

$$dQ = cm dT, \quad (4)$$

где c - удельная теплоемкость нижнего блока,

m - масса нижнего блока.

Изменение температуры dT можно выразить формулой

$$dT = -\alpha dN. \quad (5)$$

Подставляя (5) в (4) получаем:

$$dQ = cm\alpha dN. \quad (6)$$

Так как количество тепла в (3) и (6) одно и то же, то имеем

$$-cm\alpha dN = \lambda S \frac{\alpha N}{\ell} dt, \quad (7)$$

откуда

$$-cm dN = \lambda SN \frac{dt}{\ell}. \quad (8)$$

Интегрируя уравнение (8), получаем

$$\ln \frac{N_0}{N} = \frac{\lambda S}{cm\ell} t, \quad (9)$$

или переходя к десятичным логарифмам

$$\log N = \log N_0 - \frac{\lambda S t}{2,303 m \ell c}, \quad (9a)$$

где N_0 - отклонение при $t = 0$.

Формула (9a) - уравнение прямой в координатной системе $\log N$ и t ; наклон прямой

$$k = \frac{\lambda S}{2,303 m \ell c}. \quad (10)$$

Зная наклон прямой, можно из (10) вычислить коэффициент теплопроводности

$$\lambda = \frac{2,303 cm \ell c}{S} k. \quad (11)$$

(знак "-" отбросим, т.к. нас интересует абсолютная величина коэффициента теплопроводности).

Хотя теоретическая связь линейная, опытный график все-таки получается кривым, вогнутым вниз. Это обусловлено, во-первых, тем, что линейный профиль температуры в изучаемом веществе не устанавливается сразу и, во-вторых, тем, что изоляция нижнего блока неидеальная, а потому имеются потери теплоты из нижнего блока в окружающее пространство, и разность температур уменьшается медленнее, чем имели в виду при выводе формулы - кривая отклоняется вверх. Наклон кривой прави-

лен тогда, когда температура нижнего блока мала, то есть в течение первых минут, но не ранее установления линейного профиля температуры. К этой части кривой и надо провести касательную и определить ее наклон.

При выводе вышеуказанных формул предполагается существование линейного градиента температуры в изучаемом веществе. Однако, лишь начиная с некоторого момента времени от начала теплопередачи устанавливается достаточно линейный профиль температуры с градиентом $\frac{\Delta T}{l}$, где ΔT разность температур на толщине пластинки l . Это время τ выражается в виде

$$\tau = \frac{l^2 \rho c}{\lambda}, \quad (12)$$

где ρ и c плотность и удельная теплоемкость вещества.

4. Ход работы

1. Поднимем верхнюю часть прибора по возможности выше от нижнего блока и прикроем нижний блок теплоизолирующим веществом во избежание нагревания нижнего блока. Нальем в прибор воды столько, чтобы уровень воды был на 2-3 см ниже края прибора. Включим напряжение (220 В) питания электронагревателя. Если вода закипит, уменьшаем напряжение до 160-180 вольт.

2. Ознакомившись с описанием потенциометра (по заводскому паспорту), подключим к клеммам термоэлемента потенциометр постоянного тока. По мере нагревания воды увеличивается отклонение измерительного прибора. Когда вода закипит, то прекращается увеличение отклонения, т.к. разность температур между блоками больше не возрастает.

3. Измерим толщину образца l штангенциркулем и поместим образец на нижний блок так, чтобы он хорошо прилегал к нему и перекрывал его края на 1-2 см.

4. Опустим верхнюю часть и убедимся в наличии хорошего теплового контакта. Тонкий слой воздуха между блоком и образцом вызывает намного большую ошибку, чем грубое измерение толщины образца. Теперь теплота начнет проходить через образец в нижний блок, температура которого начинает повышаться, и вместе с тем уменьшается показание потенциометра. Начиная с момента опускания верхнего блока фиксируем показания потен-

циометра через каждые 15 секунд в течение 3-5 минут.

5. Окончив измерения, поднимаем верхний блок по-возможности выше от нижнего блока, удалим изучаемую пластинку и дадим возможность нижнему блоку остыть. Чтобы ускорить охлаждение нижнего блока до начальной температуры, можно положить на нижний блок смоченную в холодной воде тряпочку или куски льда, а затем блок тщательно вытереть.

Опыт проделаем с 3-4 изучаемыми пластинками.

6. Построим график $\log N = f(t)$, проведем к графикам касательные в точке времени 60 секунд, найдем наклон кривой и при помощи формулы (II) вычислим коэффициенты теплопроводности изучаемых пластин.

7. Из формулы (I2) найдем приблизительное время τ для установления линейного профиля температуры в изучаемых веществах, исходя из значений λ , полученных на графиках для времени 60 секунд.

8. Если окажется, что найденные промежутки времени τ больше, чем 60 секунд, найдем новые λ при времени τ , которые и останутся окончательными значениями λ .

5. Дополнительные вопросы

А. До практикума

1. Какой механизм переноса тепла характерен твердому телу?
2. Почему данный метод применим только к пластино-образным образцам?
3. Какие трудности возникают при использовании прибора для определения коэффициента теплопроводности хороших проводников?
4. Почему слой воздуха между образцом и блоком сильно влияет на результаты измерений?
5. Как зависит коэффициент теплопередачи от температуры?

Б. После практикума

1. Зная основную погрешность потенциометра постоянного тока ПИ-63 $\Delta N = \pm 5 \cdot 10^{-4} N + 0,5 \Delta^{\circ} N$, где N показание потенциометра в вольтах и $\Delta^{\circ} N$ цена деления реохорда (при кратности

*1 $\Delta N = 5 \cdot 10^{-5}$ В), найдите на графике $\log N = f(t)$ коридор погрешностей для прямой области графика.

7. Литература

1. И.К.Кикоин, А.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 469-473.
2. Р.В.Телеснин. Молекулярная физика. М., "Высшая школа", 1973, с. 152-158.

12. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОЗДУХА

1. Задание

Определить коэффициент теплопроводности воздуха при различных давлениях.

2. Принадлежности

Прибор для определения коэффициента теплопроводности, источник напряжения ВС-26, амперметр Э-59, гальванометр, ключ, магазин сопротивлений Р-34, 2 резистора (1 Ом и 100 Ом), три реостата (68 Ом, 740 Ом, 1440 Ом), ключи, провода, манометр, насос Комовского, термометр.

3. Теоретическое введение

Передача теплоты от горячих мест к холодным может происходить тремя способами: за счет теплопроводности, путем конвекции и за счет излучения. Рассмотрим передачу теплоты за счет теплопроводности.

3.1. Теплопроводность

При наличии градиента температуры $\frac{dT}{dn}$ через сечение dS за время $d\tau$ в направлении нормали к поверхности в сторону уменьшения температуры протекает количество теплоты

$$dQ = -\kappa \frac{dT}{dn} \cdot dS d\tau, \quad (1)$$

где κ — коэффициент теплопроводности вещества. Коэффициенты теплопроводности газов зависят от температуры и увеличиваются с ее ростом.

В настоящей работе используется следующий метод определения коэффициента теплопроводности. В цилиндрической трубке (см. рис. I), которую можно наполнять газом, имеется тонкий провод. Этот провод (проволоку) можно нагревать, пропуская через него электрический ток. Если будем поддерживать температуру стенок цилиндра 2 постоянной, между стенками и проволокой возникает градиент температуры. Через любую коаксиальную с проволокой поверхность, расстояние которой от оси $r \leq r_1$, проходит за единицу времени количество теплоты

$$Q = -\kappa \cdot 2\pi r \ell \frac{dT}{dr} \quad (2)$$

где r_1 — внутренний радиус цилиндра 2,

ℓ — длина провода.

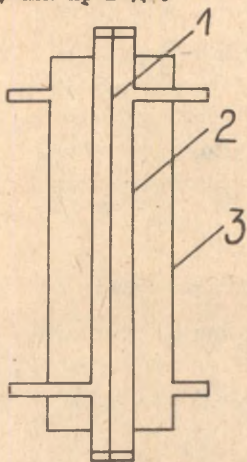


Рис. I. Схема опытной установки.

В случае стационарного процесса, т.е. когда $Q = \text{const}$ из уравнения (2) получаем

$$Q \int_{r_2}^{r_1} \frac{dr}{r} = 2\pi \ell \kappa \int_{T_2}^{T_1} dT \quad (3)$$

где r_2 — радиус проволоки,

T_1 — температура газа на внутренней поверхности цилиндра,

T_2 — температура газа на поверхности проволоки.

Из выражения (3) после интегрирования можно выразить κ :

$$\kappa = \frac{Q}{2\pi \ell} \cdot \frac{\ln \frac{r_1}{r_2}}{T_2 - T_1} \quad (4)$$

Таким образом, для определения α необходимо знать количество теплоты, передаваемой от проволоки внутренней поверхности цилиндра, разность температур на внешней поверхности проволоки и внутренней поверхности цилиндра (считаем ее равной разности температур проволоки и цилиндра), а также размеры проволоки и цилиндра. Последние величины в опыте заранее известны. Температуру стенки цилиндра T_1 считаем равной температуре воды в цилиндре 3, которую измеряем термометром. Температуру проволоки можем определить, учитывая зависимость ее сопротивления R_x от температуры. В используемой области температур сопротивление проволоки зависит от температуры так

$$R_{xn} = R_{x0} (1 + \alpha T_n), \quad (5)$$

где R_{x0} — сопротивление проволоки при температуре 0°C ,

R_{xn} — сопротивление при температуре T_n C,

α — температурный коэффициент сопротивления материала проволоки.

Если измерим сопротивление проволоки R_{x1} , до нагревания (при температуре воды T_1) и после (при температуре T_2 сопротивление проволоки пусть будет R_{x2}), и зная величину α , можем определить температуру

$$T_2 = \frac{R_{x2} (1 + \alpha T_1) - R_{x1}}{\alpha R_{x1}} \quad (6)$$

Если предположить, что все выделяемое в единицу времени количество теплоты ($Q' = J_x^2 R_{x2}$) на проволоке, переносится на цилиндр 2 вследствие теплопроводности воздуха, заполняющего пространство между цилиндром и проволокой, то получим

$$\alpha = \frac{\alpha J_x^2 R_{x1} R_{x2} \ln \frac{r_1}{r_2}}{2\pi \ell (R_{x2} - R_{x1})(1 + \alpha T_1)} \quad (7)$$

Это выражение даст для коэффициента теплопроводности несколько завышенное значение, так как в данном случае существуют неучтенные потери теплоты на конвекцию, излучение и выделение Джоулева тепла в соединительных проводах. Рассмотрим эти пути распространения теплоты ближе.

3.2. Другие типы переноса теплоты

Из теории излучения известен закон Стефана-Больцмана, согласно которому плотность излучения абсолютно черного тела в единицу времени

$$W = \sigma T^4,$$

где T - абсолютная температура тела,

$\sigma = 5,670 \pm 0,003 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ - коэффициент Стефана-Больцмана.

Все реальные тела при этой же температуре излучают меньше энергии

$$W' = \epsilon A T^4,$$

где A - поглощательная способность тела ($A < 1$ для всех реальных тел). Если T_1 - абсолютная температура проволоки, T_2 - абсолютная температура цилиндра и предполагается, что все излучение проволоки падает на стенки цилиндра, то количество теплоты, передаваемой за счет излучения в единицу времени, будет

$$Q' = AS\sigma (T_1^4 - T_2^4),$$

где S - площадь поверхности проволоки.

В нашем эксперименте Q' составляет только несколько процентов от всей тепловой энергии. Поскольку значение A для проволоки нам не известно, не будем учитывать этой поправки. Однако теоретически оценим предельное значение ошибки, возникающей за счет этого упрощения.

Влияние конвекции можно установить, если произвести опыт при нескольких различных давлениях. Из кинетической теории газа известно, что коэффициент теплопроводности газа при очень высоких разрежениях (если длина свободного пробега во много раз меньше размеров сосуда) не зависит от давления. В то же время при увеличении плотности газа растет количество теплоты, переносимой путем конвекции. Поэтому, если коэффициент теплопроводности не зависит от давления, можно утверждать, что в данной опытной установке передача теплоты путем конвекции практически отсутствует.

Передачу теплоты через концы проволоки можно было бы

учесть, если использовать несколько отрезков проволоки различной длины из одного и того же материала. В данной экспериментальной установке потери через концы проволоки сделаны по возможности малыми и эта поправка также не учитывается.

4. Описание установки

В опытной установке (рис. 1) в качестве проводника I взята никелевая проволока, диаметр которой $d_2 = /0,300 \pm 0,005/$ мм. Трубка 2 изготовлена из меди и ее внутренний диаметр $d_1 = /12,0 \pm 0,5/$ мм. Эту трубку можно соединить с вакуумным насосом и при желании наполнять различными газами. В пространстве между стенками тонкой медной трубки и окружающей ее широкой трубки 3 должна находиться вода из водопроводного крана, чтобы температура стенок тонкой трубки была постоянной.

Для получения разрежения используется вакуумный насос Комовского, давление измеряется манометром.

5. Ход работы

Для измерения сопротивления проводника используем мостовую схему (рис. 2). Схему собираем так, чтобы сопротивление проводов в части цепи ABC с большой силой тока было минимальным (для соединения R_x и R_3 используем специальный короткий и толстый медный провод, точки A и C соединяем непосредственно с сопротивлениями R_x и R_3). Сопротивления R_3 и R_4 постоянны: $R_3 = 1$ Ом, $R_4 = 100$ Ом. Сопротивление R_5 изменяемо (используется магазин P33). Сопротивление R_x находим, добиваясь установления равновесия моста за счет изменения сопротивления магазина, причем последовательно с гальванометром включается реостат сопротивлением $R = 1440$ Ом. При примерном начальном установлении равновесия моста реостат R должен быть полностью введен, чтобы ограничить силу тока, протекающего через гальванометр. Для питания моста используется источник постоянного напряжения BC-26. Ток в цепи питания регулируется с помощью двух реостатов. Один из них - высокоом-

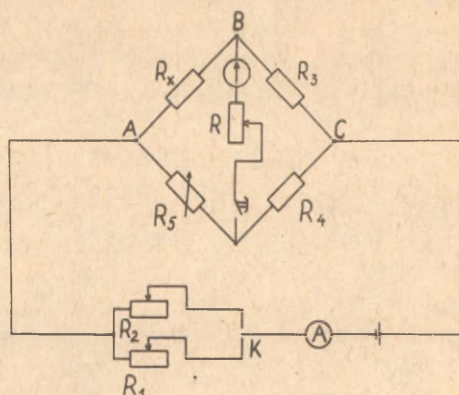


Рис. 2. Схема опытной установки

ный (740 Ом), а другой – низкоомный (68 Ом). При определении начального сопротивления проволоки R_{x1} с помощью ключа К включаем в цепь полное сопротивление реостата R_1 . Сила тока, протекающего через цепь, теперь достаточно мала, так что температуру проволоки T_1 можем считать равной температуре окружающей среды (температуре протекающей воды).

Для нагревания проволоки через низкоомное сопротивление пропускаем ток силой 0,6 А и измеряем несколько раз сопротивление проволоки R_{x2} . (Если при повторных измерениях получаем одно и то же значение сопротивления, то проволока одинаково прогрелась, и результат измерения можно занести в протокол.)

Таким же методом измеряем сопротивление проволоки еще при силе тока 1,0 А.

Силу тока, протекающего через проволоку, измеряем амперметром. Если мост уравновешен, то

$$I_x R_x = (I - I_x) R_5$$

Отсюда

$$I_x = \frac{I R_5}{R_x + R_5}$$

В нашем опыте $\frac{R_3}{R_4} = \frac{I}{100}$. Поскольку при равновесии моста $\frac{R_x}{R_5} = \frac{R_3}{R_4}$, то $\gamma_x = \gamma \frac{100}{101}$.

Зная температурный коэффициент сопротивления для никеля $\alpha = 0,006 \text{ K}^{-1}$, можем на основании формулы (7) вычислить коэффициент теплопроводности воздуха.

Аналогичные измерения проводим еще при двух различных давлениях ($4,7 \cdot 10^4 \text{ Па}$ и $2,7 \cdot 10^4 \text{ Па}$). Результаты измерений заносим в таблицу, аналогичную таблице I.

Таблица I

№	T_1 (°C)	γ (А)	P (Па)	R_{x1} (Ом)	R_{x2} (Ом)	α $\left(\frac{\Omega}{\text{K}}\right)$
I.1		0,6 А				
I.2						
I.3						
2.1		1,0 А				
2.2						
2.3						

ВВ! После окончания опыта насос Комовского следует с помощью соответствующего крана соединить с окружающим воздухом.

Запишем данные измерительных приборов.

6. Вопросы и задания

А. До практикума

1. Дайте определение коэффициента теплопроводности и объясните его физический смысл.
2. Как в данном опыте установить, что процесс передачи теплоты принял стационарный характер?
3. Почему происходят потери теплоты в концах проволоки? Какие выводы можно отсюда сделать относительно выбора размеров деталей установки?

4. Почему в схеме (рис. 2) сопротивление проводников в части с большой силой тока должно быть малым?

В. После практикума

- I. Оценить при нормальном давлении и силе тока I А:

- а) температуру проволоки T_2 ,
 - б) предельное значение ошибки, связанной с неучтенными потерями теплоты на излучение,
 - в) количество теплоты, которое выделяется через конец никелевой проволоки длиной 5 см и диаметром 0,3 мм, если один конец проволоки находится при температуре T_1 и другой при T_2 .
2. Какие заключения можно сделать на основании настоящей работы о роли каждого из типов передачи теплоты в данной установке?

7. Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, с. 407-410.
2. И.К.Кикоин, А.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., "Наука", 1976, с. 160-162, 165-171.

13. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ МЕТАЛЛОВ МЕТОДОМ ОХЛАЖДЕНИЯ

1. Задание

Определение зависимости удельной теплоемкости металлов от температуры.

2. Принадлежности

Штатив с электрической печью и термопарой, трансформатор для питания печи, самопишущий потенциометр, цилиндрические образцы из изучаемых металлов, эталонный цилиндр (медь), аналитические весы, гири.

3. Теория метода и описание установки

Металлический образец, имеющий температуру выше окружающей среды, остывает. Количество теплоты, отдаваемое образцом окружающему воздуху за время dt , можно вычислить через удельную теплоемкость вещества образца c и скорость изменения температуры $\frac{\partial T}{\partial t}$:

$$Q = - \int_V c \rho \frac{\partial T}{\partial t} dt dV, \quad (1)$$

где ρ — плотность металла. Интегрирование происходит по всему объему металла. Это количество теплоты отдается воздуху через внешнюю поверхность металла и его можно вычислить по ньютоновской формуле для процессов теплопередачи:

$$Q = \int_S \alpha (T - T_0) dt dS. \quad (2)$$

Здесь α — коэффициент теплопередачи, T_0 — температура внешней среды (среда считается бесконечной, ее температура не изменяется из-за теплопередачи), T — температура образца металла. Интегрируем по всей внешней поверхности металла.

При однородном образце c и ρ постоянные по всему объему. Полагая, что скорость охлаждения $\frac{\partial T}{\partial t}$ постоянная по всему объему, α и T постоянные по всей внешней поверхности, можно

уравнения /1/ и /2/ легко проинтегрировать. Так как левые части этих уравнений суть одна и та же величина, то

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} V = -\bar{\alpha} (T - T_0) S, \quad (3)$$

где $\bar{\alpha}$ — усредненный коэффициент теплопередачи по всей внешней поверхности. Величина $\bar{\alpha}$ зависит от температуры, от формы и размеров тела, от свойств окружающей среды.

Рассмотрим малый интервал времени и соответственно малое изменение температуры, при которых можно считать $\bar{\alpha}$ и c постоянными. Тогда можно уравнение /3/ интегрировать, получим

$$\ln(T - T_0) = -\frac{\bar{\alpha} S}{c m} t + \ln(T_m - T_0), \quad (4)$$

где m — масса изучаемого тела, T_m — начальная температура.

При вышеуказанных предположениях уравнение /4/ характеризует линейную зависимость $\ln(T - T_0)$ от времени. Если температура меняется в больших пределах, $\bar{\alpha}$ и c не будут уже постоянными. Несмотря на это, мы можем воспользоваться уравнением /4/ при сравнительных измерениях, когда изучаемые тела одинаковы по величине и форме, находятся в той же среде (в воздухе) и пределы изменения температур совпадают. В таком случае естественно предполагать, что у изучаемых тел из разных материалов при одинаковых температурах одинаковые значения $\bar{\alpha}$.

В самых общих чертах метод измерения был бы такой. Дадим остать как эталонному, так и изучаемому образцам. Составим для обоих графики зависимости $\ln(T - T_0)$ от времени. Для определенных температур найдем из графиков наклоны K_1 и K_2 обеих кривых, которые представляют собой величины $\frac{\bar{\alpha} S}{c_1 m_1}$ и $\frac{\bar{\alpha} S}{c_2 m_2}$ при данных температурах. Теперь можно найти теплоемкость c_2 одного (изучаемого) образца через удельную теплоемкость c_1 другого (эталонного) образца

$$c_2 = c_1 \frac{K_1 m_1}{K_2 m_2}. \quad (5)$$

4. Описание установки

Схема установки приведена на рис. I. Электропечь *A* смонтирована на направляющем стержне, по которому она может перемещаться вверх и вниз. На верхнем конце стержня печь можно поворачивать вокруг вертикальной оси. В одном конце эталонного и изучаемых цилиндров *B* просверлен канал, куда вставляют фарфоровую трубочку с термопарой *C*. Э.д.с. термопары измеряется самопишущим потенциометром *P*. Другой спай термопары находится при комнатной температуре. Электрическая печь питается переменным током 35 В от трансформатора *T_p*.

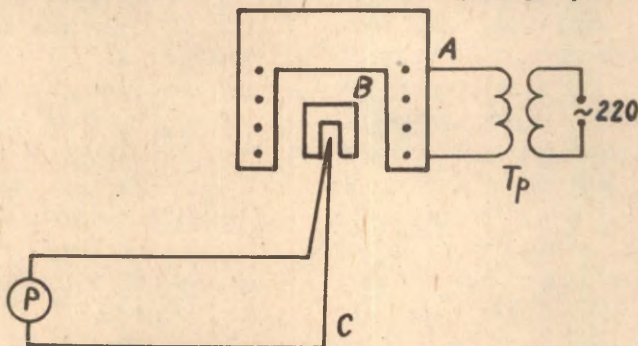


Рис. I. Схема опытной установки

5. Ход работы

1. Взвесим образцы на аналитических весах.
2. Ознакомимся с самопишущим потенциометром. Включим его в сеть переменного тока. Убедимся, что прибор исправен — в резервуаре есть чернила, перо самописца не засорилось, диаграммная лента движется при положении тумблера прибора "Измер. запись".
3. Подключаем термопару к клеммам самописца ± 25 мВ. Переключатель прибора ставим в положение "Измерение".
4. Поместим один из изучаемых образцов на фарфоровую трубку и опустим печь вниз так, чтобы образец полностью оказался внутри нее. Включим нагрев печи. Нагреем образцы до

550–600° С (алюминий не нагревать свыше 550° С). Температуру цилиндрического образца определяем по графику градуировки, который прилагается к работе. Надо учитывать температуру другого спая термопары, т.е. комнатную температуру. На графике градуировки указано отклонение пера самописца от нулевого деления диаграммной ленты, если разность температур между спаями термопары 100, 200, 300, 400, 500 и 600° С.

5. Когда цилиндр нагрет до температуры 550–600° С, включаем переключатель самописца в положение "Измер. запись", поднимаем печь быстро вверх и поворачиваем на 180° вокруг штатива (чтобы печь не осталась над образцом). Нагретый образец охлаждается в неподвижном воздухе. На диаграммной ленте самописца получается график охлаждения образца. Скорость движения ленты 720 мм/час. После охлаждения образца ниже 100°С повторяем опыт со следующим цилиндрическим образцом.

6. Составим таблицы для вычислений. Разделим для этого график охлаждения на ленте самописца вдоль оси приблизительно на 20 частей. Найдем соответствующие значения моментов времени, занесем их в таблицу. Найдем соответствующие этим моментам времени температуры $T - T_0$, занесем в таблицу. Вычисляем $\ln(T - T_0)$ или $\log(T - T_0)$. Таблица следующая:

Изучаемый образец $m =$

$t(c)$	$T - T_0 / K$	$\ln(T - T_0)$
0		
.		
.		
.		
.		

7. По таблицам построим на миллиметровке график зависимости $\ln(T - T_0)$ от времени t для всех изучаемых образцов. График следует сделать по возможности точным и довольно большим (не менее 150 x 150 мм).

8. При помощи графиков, упомянутых в пункте 7, надо найти наклоны кривых при определенных температурах (100, 200, 300, 400, 500° С), составляя снова соответствующую таблицу.

9. Вычислим удельные теплоемкости измеряемых металлов по формуле (5). Эталоным веществом в данном опыте является медь, значения удельной теплоемкости которой даны в следующей таблице.

$T^{\circ} \text{C}$	0	100	200	300	400	500	600
$c / \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$	381,0	393,6	408,2	422,0	434,6	448,0	456,4

Для исследуемых металлов вычислим удельные теплоемкости при температурах, данных в таблице.

10. Построим графики $c = f(T)$ для каждого металла.

6. Вопросы и задания

А. До практикума.

1. При каких предположениях можно считать $\frac{\partial T}{\partial t}$ и T постоянными по всему объему и по всей поверхности?

2. Может ли указанный в данной работе метод быть использован для неметаллов?

3. Годен ли вышеуказанный метод для абсолютных измерений (без эталона)?

4. Что значит выражение "образец охлаждается в неподвижном воздухе"? Является ли неподвижность воздуха обязательным условием? Как это гарантируется в данном опыте?

5. В чем состоит закон Дюлонга-Пти?

6. Зависит ли и как удельная теплоемкость твердых тел от температуры?

7. В чем заключается физический смысл понятия характеристическая температура Дебая?

Б. После практикума.

1. Каковы характеристические температуры Дебая исследуемых веществ (теоретически и из анализа результатов опыта)?

7. Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, с. 363 - 365.
2. А.К.Кикоин, Н.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 459-465.
3. Р.В.Телесини. Молекулярная физика. М., 1973, с. 72 - 76, 86 - 93.

14. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

I. Задание

Ознакомление с калориметрией. Определение удальной теп-
лоемкости твердого тела.

2. Принадлежности

Исследуемые тела, калориметр, паровой котел, паровой тер-
мостат, термометр, ваттметр, автотрансформатор, секундомер,
часы, технические весы, разновес, штангенциркуль, барометр,
веревочка.

3. Теоретическое введение

3.1. Понятие удельной теплоемкости.

Удельной теплоемкостью называется количество теплоты, ко-
торое необходимо для того, чтобы повысить температуру тела
единичной массы на единицу температуры:

$$c = \frac{\Delta Q}{m(T_2 - T_1)} \left(\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right). \quad (\text{I})$$

В этой формуле ΔQ - количество теплоты, m - масса тела,
 $T_2 - T_1$ - прирост температуры.

Так как теплоемкость тел зависит от температуры, то точ-
нее удельная теплоемкость определяется производной:

$$c = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dT}, \quad (2)$$

а формула (1) определяет среднее значение удельной теплоемкости в интервале температуры $T_1 \dots T_2$.

При повышении температуры теплоемкость многих тел увеличивается. Теплоемкость воды уменьшается при нагревании от 0°C до $35,5^\circ \text{C}$, при дальнейшем нагревании она начинает расти (рис. 1).

Среднее значение удельной теплоемкости воды для интервала температур $0^\circ \text{C} - 100^\circ \text{C}$ равно ее значению при нагревании от $19,5^\circ \text{C}$ до $20,5^\circ \text{C}$.

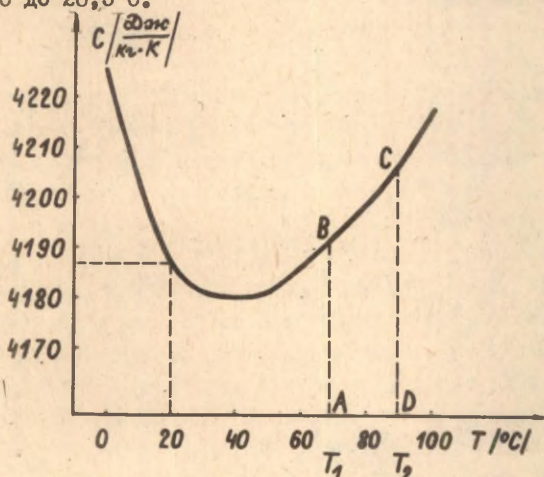


Рис. 1. Зависимость удельной теплоемкости воды от температуры.

Количество теплоты, необходимое для нагревания тела от температуры T_1 до температуры T_2 , выражается следующим образом

$$\Delta Q = m \int_{T_1}^{T_2} c dT. \quad (3)$$

Согласно рис. 1 очевидно, что ΔQ численно равно произведению площади $ABCD$ на массу тела m .

Если в данном интервале температур теплоемкость слабо зависит от температуры, то количество теплоты, необходимое для нагревания тела в этом промежутке температуры, определяется формулой:

$$\Delta Q = cm(T_2 - T_1) . \quad (4)$$

3.2. Принцип калориметрических измерений.

Калориметрия представляет собой измерение количества теплоты. Соответствующие приборы — калориметры — используют либо непосредственно для измерения количества теплоты, либо косвенно для определения удельных теплоемкостей, теплоты фазовых переходов и пр.

Имеется два типа калориметров: с переменной и постоянной температурой.

Калориметр с переменной температурой представляет собой тело, теплоемкость которого известна, а температуру его измеряют. Определенному изменению температуры отвечает определенное количество теплоты. В калориметре с постоянной температурой используется тело, находящееся в двух агрегатных состояниях (фазах), например, твердом и жидком. При сообщении такому телу (или отнятии от него) некоторого количества теплоты уменьшается количество вещества в одной и увеличивается в другой фазе без изменения температуры. Калориметрия применяется в очень широком диапазоне температур, от близких к абсолютному нулю до тысяч кельвинов. Конкретное устройство калориметра определяется конкретным заданием, областью температур, требуемой точностью и пр.

3.3. Теплоемкость калориметра и ее опытное определение.

В настоящей работе используется калориметр с переменной температурой в области $0^{\circ}\text{C} \dots 100^{\circ}\text{C}$. Он состоит из сосуда с жидкостью, термометра, нагревателя и мешалки. Для уменьшения теплообмена с окружающей средой применяют сосуды с многослойными стенками с воздушными промежутками или из материалов с плохой теплопроводностью (стеклянная вата и пр.).

Теплопроводность калориметра

$$K = \sum_i m_i c_i \left(\frac{Dm}{K} \right), \quad (5)$$

где m_i — масса i -го элемента калориметра, а c_i — его средняя удельная теплоемкость.

Значение K обычно определяется опытным путем. Для этого калориметру сообщается известное количество теплоты и измеряется его температура. Предположим, что теплообмен между калориметром и окружающей средой отсутствует, а сообщение калориметру количества теплоты ΔQ ведет к изменению его температуры на ΔT , тогда

$$\Delta Q = K \Delta T. \quad (6)$$

В настоящей работе для теплоемкости калориметра ему сообщается определенное количество теплоты с помощью электрического нагревателя. Мощность нагревателя N измеряется с помощью ваттметра, время нагрева Δt с помощью секундомера, а изменение температуры ΔT с помощью термометра. Теплоемкость вычисляется по формуле

$$K = \frac{\Delta Q}{\Delta T} = \frac{N \Delta t}{\Delta T}. \quad (7)$$

3.4. Определение удельной теплоемкости твердого тела.

Для определения удельной теплоемкости надо нагреть исследуемое твердое тело до определенной температуры, отличной от температуры калориметра. В настоящей работе тело нагревается до температуры кипения (T_k) с помощью водяного пара. Нагретое тело (масса m) опускается в калориметр, температуру которого обозначим T_3 . В результате теплообмена между телом и калориметром наступает тепловое равновесие при температуре T_4 . При этом температура калориметра поднялась на $\Delta T_I = T_4 - T_3$. При тепловом равновесии выполняется соотношение

$$cm (T_k - T_4) = K \Delta T_I,$$

из которого

$$c = \frac{K \Delta T_I}{m (T_k - T_4)}. \quad (8)$$

3.5. Метрологические указания

Основными расчетными формулами являются (7) и (8), поэтому необходимо найти предельные погрешности всех величин, входящих в эти формулы, а затем предельную погрешность удельной теплоемкости. Нахождение предельных погрешностей таких величин, как электрическая мощность, температура, время и масса, не представляет трудности, т.к. они определяются как основная допустимая погрешность измерительных приборов [2,4]. Погрешность удельной теплоемкости определяется затем по методу "наихудшего случая" [4].

Кроме погрешностей приборов, могут в данной работе появиться и некоторые методические ошибки, обусловленные, например, плохой теплоизоляцией калориметра, недостаточной продолжительностью выдержки тела в паровом термостате, неучтенной зависимостью температуры кипения от давления, недостаточной интенсивностью перемешивания жидкости в калориметре (перемешивание не обозначает равномерного распределения температуры) и т.д.

При выполнении работы необходимо уяснить для себя возможные источники методических ошибок и стараться по-возможности их уменьшить. Так, например, можно ошибки, связанные с потерями теплоты из калориметра, уменьшить, применяя графический метод, предлагаемый в п. 3.6, а также увеличивая мощность нагрева. Температуру кипения воды надо принимать с учетом атмосферного давления и т.д.

3.6. Уточнение изменения температуры.

Ввиду того, что невозможно полностью избежать теплообмена между калориметром и окружающей средой, невозможно и непосредственное точное измерение температуры калориметра, значительно более точно оказывается возможным определение температуры графическим методом (рис. 2).

На рисунке 2 графически изображено изменение температуры в калориметре (по горизонтальной оси - время, по вертикальной - температура).

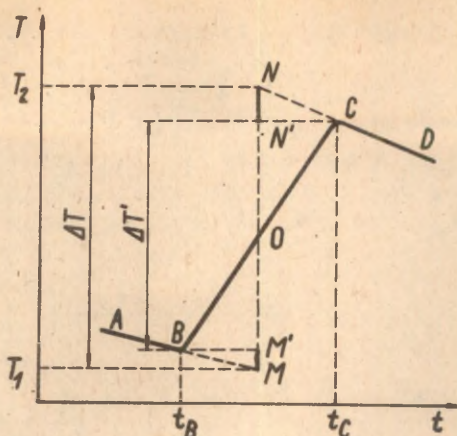


Рис. 2. Изменение температуры в калориметре

Отрезок АВ отображает изменение температуры на I этапе, когда происходит теплообмен только между калориметром и окружающей средой (утечка теплоты). На II этапе (отрезок ВС) калориметру сообщают теплоту (с помощью нагревателя или исследуемого тела), но происходит и утечка теплоты. На III этапе (отрезок CD), когда теплота калориметру больше не сообщается, происходит опять только утечка теплоты.

Для точного определения изменения температуры калориметра надо учесть поправку на утечку теплоты. Для этого следует провести из середины О отрезка ВС вертикальную прямую и экстраполировать кривую АВ в прямом, а кривую CD в обратном направлении до пересечения с этой вертикальной прямой. Отрезок прямой, соединяющей полученные точки пересечения М и N, даст уточненное изменение температуры ΔT .

Приведем краткое обоснование этого графического приема, учитывающего по существу утечку теплоты на II этапе. Пусть температура окружающей среды будет T_0 . Поток теплоты из калориметра в окружающую среду прямо пропорционален разности температур $T - T_0$ (на основании закона Фурье). Таким образом, отрезок АВ и CD суть экспоненциальные кривые, однако мы считаем их в первом приближении прямыми. Наклоны отрезков АВ и

CD прямо пропорциональны соответствующим потокам утечки теплоты

$$\frac{\Delta Q}{\Delta t} = K \frac{\Delta T}{\Delta t}.$$

На отрезке BC невозможно непосредственное измерение потока теплоты утечки, но можно считать, что он является средним арифметическим потоков утечки, выраженных отрезками AB и CD:

$$\left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right|_{BC} = \frac{\left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right|_{AB} + \left. \frac{\Delta Q}{\Delta t} \right|_{CD}}{2}$$

или через температуру

$$K \left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{BC} = K \frac{\left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{AB} + \left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{CD}}{2}.$$

Таким образом, изменение температуры, соответствующее утечке теплоты на отрезке BC,

$$\Delta T_{BC} = \frac{\left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{AB} + \left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{CD}}{2} (t_c - t_b) = \left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{AB} \cdot \frac{t_c - t_b}{2} + \left. \frac{\Delta T}{\Delta t} \right|_{CD} \cdot \frac{t_c - t_b}{2}.$$

Два последних слагаемых и представляют два отрезка M'M и N'N на рис. 2. Сложив их с изменением температуры $\Delta T'$, отсчитанным по термометру, получим уточненное изменение температуры ΔT .

4. Описание установки

Калориметрический сосуд I калориметра, применяемого в данной работе (рис. 3), изолирован от окружающей среды с помощью двойных стенок сосудов 2 и 3. В крышку вмонтированы нагреватель 5 и мешалка 6 с мотором 7. В сосуд опущен термометр 8. На нагреватель подается переменное напряжение частотой 50 Гц через автотрансформатор. Мощность измеряется с помощью ваттметра.

Цилиндрическое тело II, изготовленное из исследуемого материала, нагревается в паровом термостате 9, закрытом завинчивающейся крышкой и укрепленном на штативе IO. На этом же

штативе укреплен муфта с крючком для прикрепления веревочки. С помощью веревочки с двумя петлями на ней исследуемое тело может фиксироваться в двух положениях: в середине парового термостата и в калориметрическом сосуде на нужной глубине (так, чтобы оно было полностью погружено, но не мешало работе мешалки).

Пар получается в специальном паровом котле с электрическим нагревом.

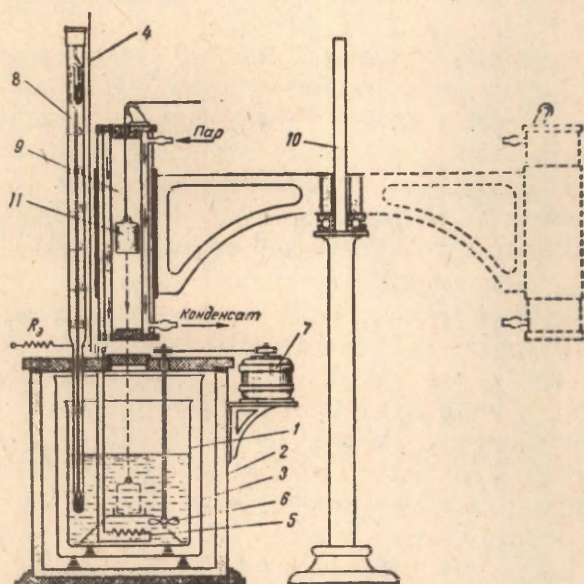


Рис. 3. Схема опытной установки.

5. Ход работы

1. Определяем размеры исследуемого тела с помощью штангенциркуля.

2. Взвешиваем исследуемое тело на технических весах, опускаем его на нити в термостат и включаем термостат. Подбираем положение термостата и муфты таким образом, чтобы тело вместе с термостатом первоначально оказалось над калоримет-

ром, а затем можно было бы очень быстро его опустить в калориметр, используя для этого предварительно сделанные веревочные петли. Наливаем в калориметр до определенного уровня дистиллированную воду.

3. Собираем электрическую схему из автотрансформатора, ваттметра и нагревателя (если она не собрана стационарно). Выясняем, какую максимальную мощность позволяют включать автотрансформатор и ваттметр, включаем ток на очень короткое время, чтобы отрегулировать максимальную мощность. Ток выключаем.

4. Определяем теплоемкость калориметра. Для этого включаем мешалку и делаем отсчеты температуры по термометру через каждые 30 секунд в течение 5 минут. Затем включаем нагреватель и убеждаемся, что включенная мощность близка к максимальной. Продолжаем делать отсчеты по термометру через каждые 30 секунд до тех пор, пока температура не поднимается на 10–15 К. Выключаем нагреватель, продолжая по-прежнему регистрировать температуру еще в течение 5 минут.

5. Опускаем тело, нагретое до температуры кипения воды, как можно быстрее из термостата в калориметр (считать, что тело нагрелось до температуры кипения воды при данном давлении, можно тогда, когда из выходной трубки термостата вместе с конденсационной водой начнет выходить и пар). Этот опыт желательно проделать после окончания предыдущего. Продолжаем регистрировать температуру по-прежнему еще в течение 5 минут.

6. Регистрируем данные приборов и условия измерений.

7. Наносим все данные измерений на график (рис. 4).

Изменения температуры ΔT и ΔT_I уточняем графически по (3.6).

8. Вычисляем удельную теплоемкость по формуле (8), предельную погрешность удельной теплоемкости и плотность исследуемого тела. В каком температурном промежутке удельная теплоемкость имеет найденное значение?

9. По данным измерений п. 1 и 2 рассчитываем плотность тела, с помощью справочника установим, с каким веществом имеем дело (уточним у преподавателя).

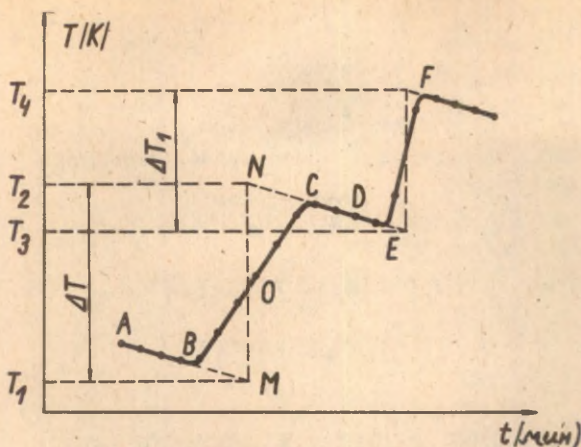


Рис. 4. Кривая температуры

6. Дополнительные вопросы и задачи

6.1. До практикума

- I. Какое движение в металлах определяет их теплоемкость? [3]
2. Почему внешний сосуд калориметра делают полированным или никелированным снаружи?
3. О чем говорит закон Дюлонга и Пти? [1, 3]

6.2. После практикума

- I. Как в настоящей работе сказывается на методической ошибке тот факт, что теплоемкость воды зависит от температуры?
2. Сравниваем найденное нами значение удельной теплоемкости с численным значением закона Дюлонга и Пти.
3. Воздух является плохим проводником тепла лишь при условии, что в нем нет конвекционных потоков. Могут ли между стенками калориметра возникнуть конвекционные потоки? Как можно изменить конвекцию в калориметре?
4. Как можно использовать применяемый в настоящей работе метод и калориметр для определения удельной теплоемкости при температурах выше 100°C ?

7. Литература

1. И.В.Савельев. Курс общей физики. I. М., 1977, с.363-365.
2. А.Н.Зайдель. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., "Наука", 1967.
3. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 459-462, 465-466.
4. Оценка точности измерения. Х.Таммет. Типография ТТУ, 1978.

15. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

I. Задание

Ознакомиться с характеристиками влажности воздуха и методами их определения. Определить экспериментально основные характеристики влажности воздуха.

2. Принадлежности

Аспирационный психрометр, стационарный психрометр, аспиратор (установка для всасывания воздуха), U-образные трубки с гигроскопическим веществом, весы, разновесы.

3. Теоретическое введение

Пары воды являются изменяющейся частью в составе воздуха, количество их увеличивается при испарении воды и уменьшается при конденсации пара. Пары воды могут быть в насыщенном и ненасыщенном состояниях. В насыщенном состоянии пары находятся в динамическом равновесии с жидкостью, т.е. количество молекул, испаряющихся с поверхности жидкости, равно количеству молекул, возвращающихся в жидкость. В ненасыщенном состоянии равновесие не достигается: с поверхности жидкости выделяется больше молекул, чем туда возвращается.

Наличие водяного пара в воздухе определяет влажность воздуха. Соответственно ненасыщенному и насыщенному состояниям

пара говорят о ненасыщенной и насыщенной влажности.

В метеорологии для определения влажности воздуха используют разные друг с другом связанные характеристики. В данной работе познакомимся только с некоторыми характеристиками и методами их определения.

1. Парциальным давлением (упругостью) водяных паров (другими словами - давлением водяных паров) называют давление, которое вызывает только водяной пар, когда остальные газы отсутствуют. В метеорологии давление паров воды обозначают в ненасыщенном состоянии через e и в насыщенном состоянии через E . Единицами измерения давления в метеорологии служили (и сейчас широко используются) миллиметр ртутного столба (мм рт.ст.), миллибар (мб) ($1 \text{ мб} = 1000 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}$) и в СИ используется паскаль (Па) ($1 \text{ Па} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$). Связь между этими единицами давлений следующие равенства:

$$1 \text{ мб} = 1000 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} = 100 \text{ Па} = 0,75 \text{ мм рт.ст.};$$

$$1 \text{ мм рт.ст.} = 1333 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} = 1,333 \text{ мб} = 133,3 \text{ Па};$$

$$1 \text{ Па} = 0,01 \text{ мб} = 10 \frac{\text{дин}}{\text{см}^2} = 0,0075 \text{ мм рт.ст.}$$

Давление E насыщенного пара зависит: 1) от температуры (с ее ростом давление растет); 2) от фазы воды (над переохлажденной водой E немного выше, чем над льдом; максимальная разница в 0,27 мб имеет место при -12°C); 3) от кривизны поверхности воды (над выпуклой поверхностью E выше, чем над горизонтальной); 4) от концентрации растворенных в воде веществ (при увеличении концентрации E падает).

Обычно под давлением насыщенного пара понимают давление пара над горизонтальной поверхностью дистиллированной воды. Его находят или из таблиц давления насыщенного водяного пара или вычисляют по формуле

$$\log E = 26,251 - 3049,5 \text{ Т} - 5,8697 \log \text{Т}, \quad (I)$$

где E - в миллибарах, Т - температура по шкале Кальвина.

Если давление пара и температура известны, то другие характеристики влажности воздуха можно найти путем вычислений.

2. Абсолютной влажностью a называют массу водяного пара в граммах, содержащегося в одном кубическом метре воздуха. Абсолютную влажность можно измерить путем взвешивания, при абсорбции влажности в известном объеме, а можно вычислить через давление водяного пара.

$$a = 0,80 \frac{e}{1 + \alpha t}, \quad (2)$$

где $\alpha = 1/273 \text{ К}^{-1} = 0,0037 \text{ К}^{-1}$ — коэффициент объемного расширения газов, t — температура по шкале Цельсия.

Формулу (2) легко вывести из уравнения Клапейрона — Менделеева.

3. Относительной влажностью φ называют отношение давления e содержащихся в воздухе водяных паров к давлению E насыщенных паров чистой воды при той же температуре, выраженное в процентах:

$$\varphi = \frac{e}{E} \cdot 100 \%. \quad (3)$$

Используя (2) можно относительную влажность выразить еще так:

$$\varphi = \frac{a}{A} \cdot 100 \% \quad (4)$$

где A — абсолютная влажность насыщенных паров при данной температуре.

4. Точкой росы τ называют такую температуру, до которой следует понизить температуру воздуха, чтобы при постоянном давлении и одном и том же содержании водяного пара начинала происходить конденсация пара (возникла роса). Поэтому точку росы можно называть еще температурой конденсации. Математически можно записать:

$$e = E(\tau). \quad (5)$$

Для нахождения точки росы τ нужно знать давление водяного пара e , по которому находят из таблицы давлений насыщенного пара или формулы (1) температуру, соответствующую e .

При температуре ниже 0°C образуется иней и поэтому об этой температуре говорят вместо точки росы о точке сублимации.

4. Методы определения влажности воздуха

4.1. Метод взвешивания.

Через фильтр с гигроскопическим веществом пропускается известный объем V влажного воздуха. Определяя массу m_1 фильтра до и m_2 после пропускания, можно определить абсолютную влажность по формуле

$$\alpha = \frac{m_2 - m_1}{V} . \quad (6)$$

Недостатком этого метода является относительно низкая точность. Чтобы уменьшить предельную ошибку, надо 1) использовать точные аналитические весы, 2) пропускать воздух в течение большого промежутка времени, 3) заранее очистить воздух от твердых аэрозолей (пыли).

Предельная относительная ошибка согласно формуле (6) определяется формулой

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{\Delta m_1 + \Delta m_2}{m_2 - m_1} + \frac{\Delta V}{V} .$$

Поскольку $m_2 - m_1 = \alpha V$ и $\Delta m_1 = \Delta m_2$, то

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \frac{1}{V} \left(\frac{2 \Delta m_1}{\alpha} + \Delta V \right) . \quad (7)$$

Предельную ошибку взвешивания можно уменьшить, если при определении m_2 оставить на другой чашке весов точно такие же разновесы, что и при определении m_1 , добавляя необходимые новые разновесы. В таком случае не нужно учитывать ошибку прежде использованных гирь.

4.2. Психрометрический метод.

В практике для определения влажности воздуха чаще всего используют психрометрический метод, который в сравнении с другими методами имеет ряд преимуществ (например, приборы легко транспортируемы, конструкция и эксплуатация их просты, измерение занимает мало времени, хорошая точность).

Психрометрический метод основан на том, что температура влажной поверхности, с которой происходит испарение, ниже

температуры окружающего воздуха. Испарение происходит тем быстрее и температура тем ниже, чем меньше относительная влажность.

В качестве влажной поверхности используют поверхность резервуара термометра, вокруг которого обернут кусочек батиста, смачиваемый дистиллированной водой. Этот термометр называется "мокрым", а его показание обозначим через t . Другой термометр, который находится вблизи "мокрого", называют "сухим" термометром. Его показание обозначим через t' .

Математическую связь между психометрической разницей температур $t - t'$ и давлением e паров воды дает психометрическая формула

$$e = E' - C(t - t')p, \quad (8)$$

где E' — давление насыщенных паров воды при температуре t' , показываемой "мокрым" термометром,

p — давление воздуха (мм),

C — психометрическая постоянная, которая зависит от конструкции прибора, особенно от скорости потока воздуха над поверхностью, с которой происходит испарение.

Формула (8) справедлива в случае стационарного процесса испарения, т.е. когда за промежуток времени количество теплоты Q , расходуемое с поверхности "мокрого" термометра на испарение, равно количеству теплоты Q_2 , получаемой "мокрым" термометром из окружающей среды за этот же промежуток. В стационарном случае показание t' "мокрого" термометра остается неизменным.

При стационарном процессе испарения количество теплоты Q_1 можно найти по закону Дальтона

$$Q_1 = cL(E' - e)p,$$

где c — коэффициент пропорциональности, зависящий в основном от скорости ветра,

L — теплота испарения.

Величина

$$Q_2 = B(t - t'),$$

где B — коэффициент пропорциональности, зависящий от конструкции прибора.

Обозначая $B/eL = C$, получим формулу (8).

4.3. Метод волосяного гигрометра.

Это самый простой метод определения влажности воздуха. Метод основан на удлинении или укорочении обезжиренного человеческого волоса в зависимости от роста или уменьшения влажности. Основные недостатки — невысокая точность (предельная относительная ошибка 5 ... 10 %) и непостоянство режима работы. Поэтому волосяной гигрометр требует частого контроля и регулировки.

4.4. Метод точки росы.

Метод основан на определении точки росы t . Зная точку росы t и температуру воздуха, можно найти другие характеристики влажности. Появление росы вызывают на гладкой полированной поверхности тонкого металлического зеркала, которое надо медленно охлаждать. Наблюдая за поверхностью, отмечают температуру, при которой поверхность перестает блестеть за счет конденсации воды (или образования льда) на ней. Эта температура и дает точку росы t . Приборы, основанные на этом явлении, неточны, неудобны и требуют большой затраты времени на измерения.

5. Приборы

5.1. Психометры

Оба термометра ("сухой" и "мокрый") одинаковы по конструкции, разница заключается только в том, что резервуар "мокрого" термометра обернут чистым кусочком белого батиста, который смачивают в процессе измерений.

Соответственно условиям работы разделяют психометры на стационарные (Августа) и аспирационные (Ассмана).

В стационарном психометре нижний край смачиваемого кусочка батиста, обернутого вокруг "мокрого" термометра, опу-

ден в стеклянный сосуд с дистиллированной водой. Постоянная такого типа психрометра $C = 0,0007947$, что соответствует скорости потока воздуха $v \approx 0,8 \text{ м/с}$ (обычно такая скорость ветра существует в метеорологической будке, где установлены психометры).

Оба термометра аспирационного психрометра (Ассмана) помещены в защитные трубочки ("сухой" — слева, "мокрый" — справа). Чтобы избежать нагрева термометров солнечными лучами, стенки трубок, окружающих резервуары, полированы и никелированы (хорошо отражают солнечную радиацию).

В аспирационном психрометре испарение с мокрой ткани, обернутой вокруг резервуара "мокрого" термометра, происходит при постоянной скорости потока воздуха. Поток воздуха создается маленьким вентилятором, который работает от часового механизма или от небольшого электрического моторчика.

Вентилятор засасывает воздух через трубку между термометрами в защитные трубки, которые соединены с корпусом через муфты с плохой тепловой проводимостью (черные кольца).

Для смачивания "мокрого" термометра используют небольшой резиновый баллон с дистиллированной водой, надетый на стеклянную трубочку. Баллон закрывается металлическим зажимом. Психрометр закрепляется при помощи крючка на штативе (круглую головку в верхней части вентилятора нужно поместить в щель крючка).

Постоянная аспирационного психрометра $C = 0,000662$, которая при скорости потока воздуха $v > 3 \text{ м/с}$ мало зависит от скорости.

5.2. Принадлежности метода взвешивания.

Фильтры представляют собой U-образные стеклянные трубки, заполненные абсорбирующим водяные пары веществом (CaCl_2 , P_2O_5 и т.д.). Поскольку в случае одного фильтра неясно, полностью ли поглотились водяные пары, то используют два последовательных фильтра. Фильтры взвешивают до и после пропускания воздуха на аналитических весах, стремясь при этом свести к минимуму предельную ошибку взвешивания. Поскольку гигроскопическое вещество порошкообразное, то приходится закрывать

фильтры ватой, чтобы избежать рассорения порошка. Вату предварительно просушивают.

Для пропускания воздуха используют водяной аспиратор или какое-либо другое приспособление, которое просасывает известный объем (несколько десятков литров) воздуха через фильтры. Водяной аспиратор представляет собой сосуд, калиброванный по объему, который вначале заполняют водой. Затем позволяют воде вытекать, а по специальной трубке будет всасываться через фильтры воздух. По шкале определяют объем вытекшей из сосуда воды, который будет равен объему поступившего в сосуд воздуха.

6. Ход работы

В работе определяем характеристики влажности воздуха аспирационным психрометром и методом взвешивания.

6.1. Психрометрический метод.

1. Смочим резервуар "мокрого" термометра. Для этого откроем слегка зажим резинового баллона и надавим на баллон так, чтобы уровень воды в стеклянной трубке установился примерно на 5 мм ниже верхнего края. Затем вставим стеклянную трубку в защитную трубку "мокрого" термометра (справа) и держим ее там до тех пор (примерно в течение 10 секунд), пока ткань вокруг резервуара не станет влажной. Чтобы вода не попала на резервуар сухого термометра, нужно держать психрометр вертикально.

2. Заведем пружину вентилятора и выждем, пока вентилятор не станет работать в полную силу. В случае психрометра с электрическим мотором — включим мотор. Затем следим за показанием t' "мокрого" термометра. Отсчет возьмем в тот момент, когда t' принимает наименьшее значение (примерно через 4 минуты). Возьмем отсчет и для сухого термометра.

Когда показание "мокрого" термометра начинает расти, нужно его снова смочить и повторить измерение. Сделаем по крайней мере 3 измерения. Каждый раз нужно зафиксировать самое низкое показание "мокрого" термометра. Во время работы не следует касаться защитных трубок резервуаров термометров ру-

дами, чтобы не нагреть их.

3. Определим с помощью барометра-анероида давление воздуха, в случае необходимости выразим его в миллибарах.

4. По возможности учтем поправки сухого и "мокрого" термометров. Если поправок нет, то по температурам, измеренным согласно пункту 2, вычислим (для всех трех измерений отдельно) — давление паров воды e ,

— абсолютную влажность α ,

— относительную влажность γ ,

— точку росы τ .

Для облегчения расчетов составлены психрометрические таблицы, на основании которых можно найти e , γ и τ [I] и номограмма (для определенного давления воздуха).

6.2. Метод взвешивания.

1. Возьмем фильтры (две U-образных стеклянных трубки и достаточное количество абсорбирующего вещества). Нужно проследить за тем, чтобы гигроскопическое вещество не оставалось долго на открытом воздухе, поскольку оно может стать насыщено влажным. Обе трубки заполним гигроскопическим веществом так, чтобы воздух проходил не совсем свободно, но и так, чтобы порошок не полностью препятствовал прохождению потока воздуха. Заткнем трубки с обоих концов кусочками сухой ваты и закроем доступ воздуха.

2. Взвесим оба фильтра на аналитических весах, выполняя все правила взвешивания и рекомендации, данные в пункте 4.1. Запишем и метрологические данные.

3. Заполним аспиратор водой, присоединим фильтры и пропустим через них по крайней мере 20 л воздуха. Аспиратор можно многократно заполнять водой, но на это время следует перекрыть доступ воздуха к фильтрам.

4. Взвесим фильтры заново, наблюдая за тем, чтобы они были в таком же состоянии, как и при первом взвешивании (те же самые пробки и т.д.).

Фильтры нельзя очищать водой (могут взорваться)!

5. Найдем прирост массы и вычислим:

— абсолютную влажность α ,

- давление паров воды e ,
- относительную влажность φ ,
- точку росы t' .

6. Вычислим предельную ошибку абсолютной влажности, учитывая рекомендации, данные в пункте 4.1.

7. Дополнительные вопросы и задания

7.1. До практикума

1. Чему равны относительная влажность и точка росы при насыщенной влажности воздуха?

2. Почему зимой в комнате относительная влажность мала, а на улице высокая?

3. Может ли относительная влажность быть в принципе больше 100 %? Объяснить.

4. Вывести формулу (2).

7.2. После практикума

1. Удельной влажностью g называют отношение массы m_v водяного пара в данном объеме к массе m влажного воздуха, содержащегося в том же объеме. Как связана удельная влажность с упругостью водяного пара? Вывести соответствующую формулу (используя уравнение Клапейрона-Менделеева).

2. Найти удельную влажность по данным, измеренным в этой работе, используя формулу $g = 0,622 \frac{e}{p - e}$.

3. Дефицитом влажности d называют разность $d = E - e$ между упругостью насыщенных паров при данной температуре и упругостью водяных паров, действительно содержащихся в воздухе. Найти дефицит влажности по данным настоящей работы. Что показывает дефицит влажности?

Литература

1. А.К.Кикоин, И.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., "Наука", 1976, с. 347-349.
2. В.А.Савич. Психрометрические таблицы. Гидрометиздат. Л., 1963.

16. ИЗУЧЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ НА МЕХАНИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ

Введение

Случайные явления — очень широкое понятие, они имеют место во всех процессах материального мира. Случайными называют все явления, которые не закономерны и которые нельзя в данных условиях точно предсказать.

Нас будет интересовать проявление случайности в физических явлениях. Легко можно привести примеры из разных областей физики. Механическое движение рассматривается в курсе физики как строго закономерное движение, в действительности же на конкретный практический процесс движения влияют многочисленные, нам неизвестные или неконтролируемые факторы, поэтому невозможно процесс абсолютно точно предсказать. Если закрепить ружье на штативе, то даже тогда пули не попадают в одну и ту же точку мишени. Наши ручные или стенные часы отстают или уходят вперед в сравнении с более точными измерителями времени. Ветер дует то в одном, то в другом направлении с различной силой. Никто не умеет предсказать, куда упадет один отдельный кусочек сажи, вылетевшей из трубы. Шум водопада полностью беспорядочен, т.е. представляет собой случайные акустические колебания. Если мы включим на полную громкость чувствительный радиоприемник и настройка не попадает на волну передающей станции, то слышим шум. Тут становится слышимым электрический шум, т.е. случайные электрические процессы. Невозможно предсказать, когда произойдет распад одного или другого радиоактивного атома.

Если случайные явления в данном классе явлений (при известных фиксированных условиях) проявляются в большом числе, можно их исследовать статистически, т.е. можно исследовать различные характеристики, которые свойственны всему множеству (ансамблю) явлений в целом, как, например, среднее значение (среднее арифметическое значение), частота появления какого-либо события и т.д. Величины, характеризующие такие ан-

самобы в целом, могут быть уже достаточно устойчивыми (неизменными), закономерными и тем более устойчивыми и закономерными, чем больший ансамбль рассматривается. Например, массы различных людей могут быть очень различны, однако, среднее арифметическое масс жителей даже небольшого городка величина очень устойчивая. Теоретической базой подобных исследований является теория вероятностей.

Открытие броуновского движения способствовало возникновению молекулярно-атомистической теории строения вещества. В настоящее время известно, что вещество представляет собой совокупность огромного числа очень малых не видимых даже через микроскоп частиц, совокупность атомов или молекул. Эти частицы находятся в состоянии непрерывного хаотического движения. Относительно легко подтверждено в эксперименте и теоретически обосновано случайное движение молекул газа. Согласно элементарной кинетической теории газ представляет собой совокупность маленьких эластичных шариков (молекул), которые движутся беспорядочно в пустоте и соударяются друг с другом, а также о твердые и жидкие поверхности веществ.

В настоящей работе исследуем некоторые статистические закономерности при помощи механических устройств, имея в виду в первую очередь применение их в кинетической теории газов.

I. Исследование нормального распределения

I.1. Задание

Ознакомиться с литературой. Получить экспериментальную кривую распределения, сравнить ее с теоретической.

I.2. Принадлежности

Механическая модель для исследования нормального распределения.

I.3. Теоретическое введение

Самое распространенное распределение в природе — нормальное (гауссовское) распределение. Если случайная величина представляет собой сумму очень большого числа положительных

и отрицательных компонентов, то она подчиняется нормальному распределению.

Одна из молекул газа, сталкиваясь случайно с другой, получает от нее какой-то импульс, в силу чего направление и скорость ее меняются. Далее следует некоторый отрезок пути (свободный пробег) случайной длины, где молекула движется в конкретном направлении (упорядоченно) и опять следуют новые столкновения, новый импульс и изменение направления и скорости. Отметим, что направление и скорость образуют вместе вектор скорости. Итак, каждая отдельная молекула движется по сложной траектории, ее положение и вектор скорости изменяются случайным образом за счет столкновений.

Рассмотрим теперь движение молекулы в направлении одной оси — x -оси. Обычно мы имеем дело с таким интервалом времени, в течение которого происходит огромное число столкновений. Уже за одну тысячную секунду одна молекула успевает испытать миллионы столкновений с другими (при нормальных условиях). С каждым столкновением меняется и импульс (количество движения) молекулы относительно x -оси. Таким образом, компонент (составляющая) импульса, а также тепловой скорости движения представляет собой сумму большого числа одиночных случайных импульсов. В теории вероятностей показывается, что распределение суммы большого числа случайных величин приближается к нормальному, если число слагаемых в сумме растёт. Таким образом, компонент скорости молекулы относительно некоторой оси должен также подчиняться нормальному распределению. Нормальное распределение компонентов скорости v_x можно описать функцией

$$f(v_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \exp\left(-\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2}\right). \quad (\text{I.I})$$

Произведение $f(v_x)dv_x$ даёт вероятность, что составляющая скорости молекулы находится в промежутке $(v_x, v_x + dv_x)$. Другими словами, это произведение даёт число молекул, скорости которых лежат в интервале $(v_x, v_x + dv_x)$.

Здесь предполагается, что средняя скорость молекул равна нулю — газ в сосуде остаётся на месте. Величину σ_x^2 называют

дисперсией составляющей v_x скорости. σ_x — стандартное или среднеквадратичное отклонение.

График нормального распределения, соответственно формуле (I.1), приведен на рис. I.1.

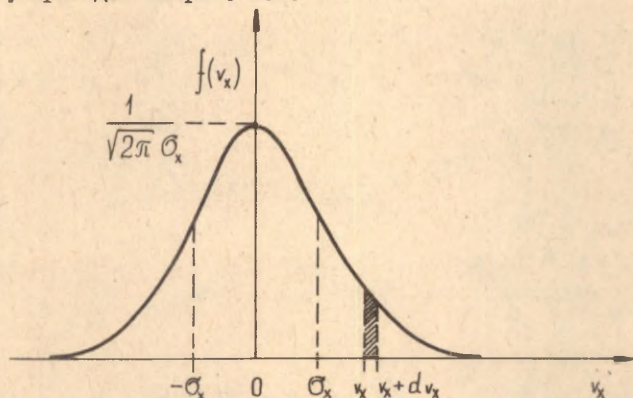


Рис. I.1. Кривая Гаусса.

На рисунке изображен и маленький интервал скоростей (v_x , $v_x + dv_x$). Вероятность $f(v_x)dv_x$ на рисунке изображена заштрихованной площадью. Если этот малый интервал скоростей сместить в направлении нуля, то площадь будет расти. По графику видно, что больше всего имеется в наличии таких молекул, компоненты скорости которых находятся вблизи нуля (здесь нет речи об абсолютном значении скорости!). Поскольку кривая симметрична, то среднее значение составляющей скорости равно нулю, как и должно быть (газ целиком не перемещается). Площадь под кривой равна единице.

σ_x — указывает ширину кривой, чем больше σ_x , тем в более широкой области распределения составляющие скорости. Физические исследования показали, что в данном случае σ_x^2 выражается в виде

$$\sigma_x^2 = \frac{\kappa T}{m} \quad (I.2)$$

где κ — постоянная Больцмана,
 T — абсолютная температура,
 m — масса молекулы.

Таким образом, наша теоретическая модель обладает следующим свойством: при приближении температуры к абсолютному нулю скорости всех молекул стремятся к нулю.

Можно показать, что компонент смещения какой-либо отдельной молекулы относительно некоторой оси подчиняется также нормальному распределению, если стенки (сосуда) находятся очень далеко. Здесь, между прочим, дисперсия растет прямо пропорционально времени и рано или поздно стенки будут оказывать влияние.

1.4. Описание установки

Установка на рис. 1.2 позволяет наблюдать практически возникновение нормального распределения. При этом имеется известная аналогия с поведением молекул газа.

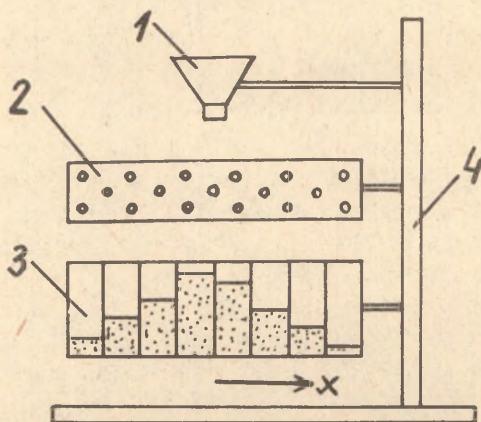


Рис. 1.2. Опытная установка.

Через воронку I насыпают какие-либо мелкие частицы (например, крупу). Составляющая скорости зерен в направлении x -оси (вдоль ящика 3) вначале 0 и они падают узкой струей. Зерна падают на сетки 2 и получают случайные импульсы от проволок сетки, а также в результате соударений между собой. После прохождения сеток зерна падают в ящик 3 с ячейками, при-

чем в каждую ячейку попадает разное количество зерен. Ширина щели на выходе из воронки может регулироваться с помощью соответствующих заслонок.

Сетки представляют собой проволоки, укрепленные на рамке параллельно друг другу. Расстояние между проволоками 5 мм. Рамки закреплены в штативе так, что каждая последующая сетка смещена относительно предыдущей на полпериода, т.е. проволока каждой последующей рамки находится точно под центром просвета предыдущей. Если зернышко падает на проволоку, оно может с равной вероятностью отклониться влево или вправо. Таким образом, получают распределение суммы случайных отклонений в плоскости, перпендикулярной проволокам сетки. Ординаты кривой распределения получим, измерив уровни (высоты) зерен в ячейках.

Следует отметить, что таким образом получают распределение смещений, а не компонента скорости. С этим приходится мириться, поскольку измерение компонентов скорости не так просто осуществить.

1.5. Ход работы

а). Поместим в держатель две сетки, что отвечает малому числу соударений или коротким временным интервалам. Средняя проволока верхней сетки должна находиться точно под щелью воронки. Нижние сетки пусть будут смещены на половину периода. Отрегулируем заслонки в нижней части воронки по-возможности симметрично так, чтобы зерна как раз только проходили насквозь. Расстояния между сетками пусть будут 10... 20 мм. Просвет O должен находиться точно под центром воронки.

Вначале бросаем зерна по одному, наблюдаем их движение и распределение по отдельным ячейкам. Заметна ли какая-либо закономерность? Тогда насыпаем большое количество зерен сразу (но не очень быстро) так, чтобы центральные ячейки в ящике наполнились почти полностью. Это соответствует большому числу опытов.

Измеряем высоты уровней зерен $\varphi(v_{xi})$ в каждой ячейке v_{xi} . Это означает, что, если в ячейке с номером 3 слева от

нуля высота уровня 9,6, то заносим в таблицу $v_x = -3$; $f(v_x) = 9,6$. Итак, числам в горизонтальном ряду слева от нуля приписываем знак "минус". Желательно разделить одно вертикальное распределение на глаз на 5 частей так, чтобы можно было записывать значения $f(v_{xi})$ в виде 0,2; 0,4; 0,6 ... 3,6; 3,8 ... и т.д.

Пример таблицы:

Таблица I.1.

v_{xi}	$f(v_{xi})$	$f(v_{xi}) / N_1$
- II		
- IO		
- 9		
.		
.		
.		
.		

Вычисляем сумму $N_1 = \sum_{i=-11}^{11} f(v_{xi})$, т.е. сумму целого столбика чисел.

Наносим график штриховой линией (миллиметровая бумага форматом не менее 150 x 200 мм): на оси ординат откладываем

$\frac{f(v_{xi})}{N_1}$, на оси абсцисс — значения v_{xi} . Освобождаем ячейки от зерен.

б). Поместим в держатель I4 сеток, что означает, что имеем дело с большим числом импульсов. Опять пусть каждая сетка смещена относительно предыдущей на полпериода. Насыпаем вновь столько зерен, чтобы в центральных ячейках уровень зерен поднялся до верхнего края, по крайней мере на 10 делений. Измеряем высоты уровней и заносим в таблицу, аналогичную табл. I.2.

Таблица I.2.

v_{xi}	$f(v_{xi})$	v_{xi}	$v_{xi} f(v_{xi})$	$f(v_{xi}) / N_1$
-11				
-10				
-9				
.				
.				
.				
.				

Вычисляем v_x^2 и $v_x^2 \cdot f(v_x)$, а также N_1 и $\sum_{i=-11}^{11} v_{xi}^2 \cdot f(v_{xi})$,

т.е. суммы чисел второго и четвертого столбцов.

Стандартное отклонение экспериментальной кривой найдем по формуле

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_{i=-11}^{11} v_{xi}^2 \cdot f(v_{xi})}{N_1} \quad (I.3)$$

На график, построенный согласно пункту а), наносим точки $\frac{f(v_{xi})}{N_1}$.

Согласно формуле (I.1) вычисляем значения для теоретической кривой, взяв в качестве σ_x , значение, рассчитанное по формуле (I.3). Строим теоретическую кривую на том же графике. Наблюдаем расхождение между кривыми. В каком промежутке расхождение самое большое? Как велико?

2. Исследование распределения Максвелла

2.1. Задание

Ознакомиться с литературой. Получить опытным путем распределение частиц, которое аналогично распределению абсолютных скоростей молекул газа (распределение Максвелла).

2.2. Принадлежности

Механическая модель для исследования распределения.

2.3. Теоретическое введение

В части I данной работы рассматривалось распределение одного компонента скорости молекулы. Вектор скорости же составляют три компонента (v_x , v_y , v_z). Поскольку предполагаем, что газ изотропен, т.е. все направления в пространстве равнозначны, то все составляющие скорости имеют одинаковые распределения и одинаковое отклонение

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma.$$

В таком случае имеет место трехмерное симметричное нормальное распределение. Математически это выражается как произведение одномерных распределений

$$f(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} \exp\left(-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.1)$$

Произведение $f(v_x, v_y, v_z) dv_x dv_y dv_z$ дает вероятность того, что молекула имеет одновременно компоненты скоростей в малых промежутках (v_x , $v_x + dv_x$), (v_y , $v_y + dv_y$), (v_z , $v_z + dv_z$). Интеграл по всем компонентам от функции распределения в пределах от $-\infty$ до $+\infty$ дает I.

Интересно знать, каков закон распределения абсолютного значения вектора скорости $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$. Для этого надо перейти к сферическим координатам (v_r , v_θ , v_φ) и интегрировать по угловым переменным по всей области их изменения. Получим

$$f(v) = \frac{4\pi v^2}{(2\pi)^{3/2} \sigma^3} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.2)$$

Это и есть распределение Максвелла. График функции распределения приведен на рис. 2.1. Также как и на рис. 1.1., произведение $f(v) dv$ дает возможность найти скорость в малом промежутке (v , $v + dv$).

Скорость v_z , соответствующую максимуму кривой, называют наиболее вероятной скоростью. Последняя зависит от температуры.

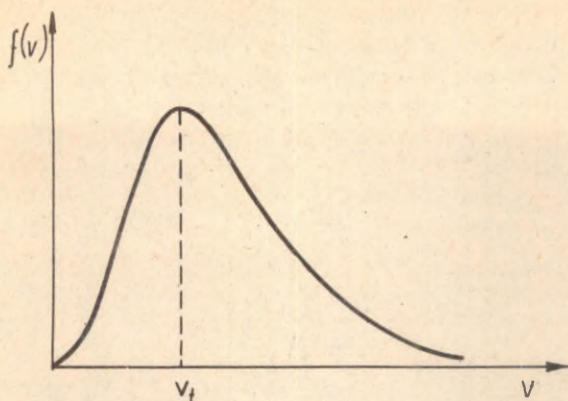


Рис. 2.1. График функции распределения Максвелла.

С ростом температуры скорости молекул в общем растут и наиболее вероятная скорость также растет. Наиболее вероятную скорость можно найти по формуле

$$v_t = \sqrt{\frac{2kT}{m}} = \sqrt{2} \sigma. \quad (2.3)$$

2.4. Описание установки

Механическая модель для исследования распределения Максвелла приведена на рис. 2.2. Из воронки 1 зернышки направляются на металлические сетки 2. Диаметр сеток составляет 30 см, величина гнезд $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Все сетки расположены на расстоянии 10 мм друг от друга и смещены на полпериода, так что узел предыдущей сетки приходится на центр гнезда последующей. После прохождения зернышками сеток картина рассеяния аналогична картине, получаемой при обстреливании мишени большим числом пуль.

Непосредственно под сетками помещены концентрические цилиндры 3, радиусами 1, 2, 3 ... 15 см. В каждом из них собираются все зернышки, которые попадают в определенный интервал радиуса (считая от центра), т.е. осуществляется интегри-

рование по одной угловой переменной. Каждый цилиндр имеет в дне небольшое отверстие для отводной трубки, по которой все зерна, попавшие в определенный интервал радиуса, высыплются в ячейки 5 со стенками из органического стекла.

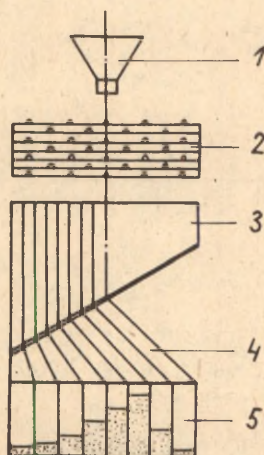


Рис.2.2. Опытная установка

Нужно учесть, что здесь имеем дело, к сожалению, только с двумерным распределением, и интегрирование происходит только по одной угловой переменной, поэтому не следует ожидать полного соответствия с законом Максвелла*. Как и в первой части работы I здесь регистрируются не скорости частиц, а их смещения.

* Если интегрировать двумерное симметричное нормальное распределение по угловой переменной, получим распределение Релея:

$$f(v) = \frac{v}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma^2}\right).$$

2.5. Ход работы

а). Помещаем в модель все 10 двойных сеток по порядку номеров. Насыпаем через воронку достаточное количество зерен. Измеряем в относительных единицах высоты уровней $f(v_i)$ зерен в каждой ячейке. Данные заносим в таблицу типа табл. 2.1.

Таблица 2.1.

v_i	$f(v_i)$	$f(v_i) / N_2$
1		
2		
3		
.		
.		
.		

Находим сумму $N_2 = \sum_{i=1}^{15} f(v_i)$

На новом листе миллиметровой бумаги строим зависимость $f(v_i)/N_2$ от v_i . Находим наивероятнейшую "скорость" v_z . Для высыпания зерен можем использовать опытную установку части I.

б). Сделаем точно такие же измерения и вычисления, и штриховой линией выполняем график для вдвое меньшего числа сеток (5 двойных сеток). Используем таблицу типа табл. 2.1. Сравниваем зависимости.

На основании формулы (2.3) находим σ' , сравниваем с σ'_x , найденным в части I данной работы.

Построим на основании формулы (2.2) теоретическую кривую, используя σ' , найденное по (2.3). Для построения теоретической кривой достаточно 10-15 подходящим образом выбранных точек. Соответствующие значения заносим также в последнюю таблицу. Наблюдаем расхождение кривых.

3. Вопросы

3.1. До практикума

1. Какой была бы верхняя граница атмосферы Земли, если бы все молекулы обладали на поверхности Земли одинаковым вертикальным компонентом скорости, а столкновений не было бы?

2. Как математически найти среднюю и среднеквадратичную скорость молекул?

3. Какова размерность величины $\overline{v_x}$ (или \overline{v})?

4. Какой могла бы быть физическая сущность формулы (1.2)?

5. Как происходит получение формулы (2.3)?

3.2. После практикума

1. Как можно было бы измерить скорости падающих зерен? (Усовершенствовав настоящий опыт.)

2. Есть ли основания ожидать совпадения значений $\overline{v_x}$ по части 1 и \overline{v} по части 2?

3. Начертить также кривую по закону Релея на график Максвелла, используя то же значение \overline{v} .

Литература

1. И.К.Кикоин, А.К.Кикоин. Молекулярная физика. М., 1976, с. 60-77.
2. И.В.Савельев. Курс общей физики. Т. I. М., 1977, с.310-318.

Содержание

Предисловие	3
I. Определение зависимости коэффициента внутреннего трения жидкости от температуры по методу Стокса	5
2. Определение коэффициента внутреннего трения жидкости методом затухающих крутильных колебаний диска	12
3. Определение коэффициента внутреннего трения жидкости капиллярным вискозиметром	22
4. Определение коэффициента внутреннего трения воздуха капиллярным вискозиметром	26
5. Определение коэффициента поверхностного натяжения по высоте подъема жидкости в капиллярных трубках	29
6. Изучение зависимости коэффициента поверхностного натяжения раствора от его концентрации и температуры	32
7. Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости методом отрыва кольца и капельным методом	37
8. Определение коэффициента поверхностного натяжения жидкости волновым методом	42
9. Определение отношения c_p/c_v	49
10. Определение удельной теплопроводности металла (хорошего проводника тепла)	55
11. Изучение коэффициента теплопроводности плоских проводников тепла	60
12. Определение коэффициента теплопроводности воздуха	65
13. Определение теплоемкости металлов методом охлаждения	73
14. Определение удельной теплоемкости вещества калориметрическим методом	78

15. Определение влажности воздуха.....	88
16. Ознакомление со статистическими закономерностями на механических моделях.....	98

РУКОВОДСТВА К ЛАБОРАТОРНЫМ РАБОТАМ ПО МОЛЕКУЛЯРНОЙ ФИЗИКЕ.
 Составитель Яан С а л ь м.
 На русском языке.
 Тартуский государственный университет.
 ЭССР, 202 400, г.Тарту, ул.Пийкооли, 18.
 Ответственный редактор Т.Мюрсепп.
 Сдано в печать 16.01.81.
 Формат 30x42/4.
 Бумага ротаторная.
 Условно-печатных листов 6,51.
 Учетно-издательских листов 5,63. Печатных 7,0.
 Машинопись. Ротапринт.
 Тираж 500.
 Заказ № 68.
 Цена 20 коп.
 Типография ТТУ, ЭССР, 202400, Тарту, ул.Пялсона, 14.

X
№ 2495

20 коп.